TRAITÉ ÉLÉMENTAIRE

D'ÉLECTRICITÉ.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

TRAITÉ ÉLÉMENTAIRE

D'ÉLECTRICITÉ,

PAR

JAMES CLERK MAXWELL,

PUBLIÉ PAR

WILLIAM GARNETT, M. A.,

Professeur de Physique à l'University College de Nottingham,

PRÉCÉDÉ D'UNE

Notice sur les travaux en Électricité du professeur Maxwell,

PAR W. GARNETT.

TRADUIT DE L'ANGLAIS

PAR GUSTAVE RICHARD,

Ingénieur civil des Mines.

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

Quai des Augustins, 55.

1884

(Tous droits réservés.)

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

PRÉFACE DU TRADUCTEUR.

Les phénomènes électriques ont commencé par exciter l'attention de quelques savants : des expériences intéressantes on a passé à l'étude des lois des phénomènes, puis des lois aux applications. L'Électricité est sortie des cabinets de Physique et des laboratoires, elle occupe aujourd'hui une place considérable, elle joue un rôle dont l'avenir ne peut qu'augmenter l'importance.

La télégraphie électrique et la galvanoplastie ont fait leurs preuves; le téléphone, le microphone, la transmission de la force à distance, conquêtes nouvelles, excitent l'intérêt et l'admiration de tous. On réclame aujourd'hui, de l'Électricité, la lumière et peut-être la chaleur; l'industrie des villes demande à l'Électricité la force perdue par les chutes d'eau lointaines.

L'Électricité a suivi, dans son développement, la loi générale du progrès; c'est par une heureuse alliance de la théorie et de l'expérience qu'elle est parvenue à réaliser tant de merveilles. La connaissance approfondie des lois fondamentales de l'Électricité est indispensable à l'ingénieur électricien. Tout récemment, c'est par une application judicieuse des principes de la théorie pure que l'un de nos ingénieurs les plus éminents, M. Marcel Deprez, a pu mener à bonne fin le pro-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

blème de la transmission de la force, dont la solution a rendu son nom justement célèbre.

La science de l'Électricité est cultivée depuis longtemps, avec beaucoup d'ardeur et de succès, dans la patrie de Faraday. Les compagnies privées qui ont posé au fond de toutes les mers leurs câbles électriques ont dû la réussite de leurs entreprises au concours actif d'un grand nombre d'ingénieurs électriciens qui étaient, en même temps, des savants distingués, dont les travaux et les recherches ont jeté sur la science anglaise un vif éclat.

Le professeur Maxwell occupe une place remarquable parmi les savants qui honorent son pays. Les travaux de Maxwell ont acquis une juste célébrité; mais la lecture de ses Mémoires, pleins d'aperçus originaux, n'est pas sans offrir quelques difficultés aux personnes qui ne sont pas initiées à cette manière de traiter la question.

Maxwell a laissé un Ouvrage élémentaire qui peut servir d'introduction à la lecture de ses Mémoires ou du *Traité complet d'Électricité et de Magnétisme.* C'est la traduction de cet Ouvrage que l'on offre aujourd'hui au public français, comme un spécimen de l'état de la science électrique de l'autre côté du détroit.

Le Traité élémentaire de Maxwell renferme non seulement les principes fondamentaux de l'Électricité, mais l'exposition des méthodes les plus nouvelles, dues aux savants de divers pays. Maxwell, dans la rédaction de son travail, paraît avoir en vue plutôt un Cours d'Électricité qu'un Traité didactique. Il ne paraît pas avoir eu grand souci d'exposer l'enchaînement progressif des découvertes, la date des théorèmes et les noms de leurs auteurs, si l'on excepte toutefois ses compatriotes.

Le continent n'a pas été cependant étranger au développement des théories électriques. La patrie de Coulomb et d'Am-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

père compte, parmi les géomètres qui ont apporté des contributions à la théorie de l'Électricité, des noms illustres : Poisson, Chasles, Liouville, Sturm, J. Bertrand. L'Allemagne peut revendiquer également pour Riemann, Gauss, Clausius, quelques-uns des théorèmes inscrits dans le Livre de Maxwell.

Il paraît désirable que quelqu'un entreprenne un jour l'Histoire de l'Électricité et de ses progrès, qui remette chaque chose en sa vraie place, chaque découverte à son auteur. Le traducteur de Maxwell décline ici toute responsabilité à cet égard : il ne s'est pas proposé de refaire l'Ouvrage de Maxwell, mais d'en présenter simplement une reproduction, que l'on s'est efforcé de rendre exacte.

La tâche n'était pas toujours facile. La langue anglaise s'accommode aisément de néologismes, de mots pittoresques, dont la traduction n'est pas sans difficulté; la longueur des phrases n'est pas un sujet d'effroi pour le lecteur anglais. On a respecté autant que possible le texte original, en donnant souvent une traduction un peu *littérale* : on a sacrifié, de parti pris, l'élégance de la traduction à la rigueur absolue, en cherchant à conserver la saveur du texte et son esprit original. En un mot, on a cherché à présenter aux lecteurs français une image aussi fidèle que possible d'un Ouvrage en grande faveur chez nos voisins d'outre-Manche.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

NOTICE

SUR LES

TRAVAUX EN ÉLECTRICITÉ

DU PROFESSEUR CLERK MAXWELL,

PAR M. WILLIAM GARNETT [1].

Malgré le grand nombre de ses remarquables travaux dans presque toutes les branches de la Physique, c'est surtout par ses recherches en électricité et en physique moléculaire que Maxwell a pris un rang si éminent parmi les hommes de science de ce siècle. Après avoir acquis ses grades universitaires, Maxwell entreprit la lecture des *Recherches expérimentales* de Faraday, exemple qu'il recommandait toujours de suivre à ses élèves. Il rencontra, dans Faraday, un esprit essentiellement du même caractère que le sien. Très au courant lui-même de la théorie des attractions, telle qu'on la trouve développée dans les Traités de Mathématiques, et des lois de l'électricité, telles que les avait formulées Sir William Thomson, dans ses Mémoires *Sur le mouvement uniforme de la chaleur dans les corps solides homogènes, et ses rapports avec la théorie mathématique de l'électricité* [2] et *Sur une représentation mécanique des forces électriques, magnétiques et galvaniques* [3], Maxwell aperçut clairement le lien qui rattachait les idées de Faraday aux méthodes de recherches adoptées par les mathématiciens. Il avait l'habitude de dire « qu'il n'avait guère bon nez pour sentir les hérésies », mais il savait découvrir tout ce qu'il y avait de vrai et de bon dans un amas de con-

(1) Extrait de l'ouvrage *Life of James Clerk Maxwell*, by L. CAMPBELL and W. GARNETT, p. 513-559. Londres, Mac-Millan; 1882.

(2) *Cambridge Mathematical Journal*, février 1842.

(3) *Ibid.*, janvier 1847.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

ceptions fausses, ou même d'erreurs, que la plupart des savants auraient rejetées en bloc, même sans examen. Il adopta, comme guide dans ses recherches d'électricité, la conception d'un milieu tel que l'admettait Faraday.

Cavendish. — Jusqu'au XVIe siècle, tout ce que l'on savait d'électricité se réduisait à ce fait, que l'ambre possède, après avoir été frotté, la propriété d'attirer les corps légers. Le Dr Gilbert, de Colchester, médecin de la reine Élisabeth, et que l'on peut considérer comme le fondateur de la science de l'électricité, démontra (*Physiologia nova*, 1600) qu'un grand nombre de substances possèdent cette propriété. A partir de cette époque, on fit de grands progrès dans la partie expérimentale de la Science : Coulomb détermina, au moyen de sa balance de torsion, dont on ne saurait trop estimer la valeur, la loi suivant laquelle l'attraction et la répulsion entre deux petites sphères varient avec leur distance et leurs charges, mais c'est principalement à Cavendish (1771-1781) que nous devons l'établissement de la théorie mathématique de l'électricité, et l'exécution des expériences les plus parfaites sur la loi des actions électriques.

La préparation, pour l'impression, des *Electrical Researches of the honourable Henry Cavendish* fut le dernier travail de Maxwell ; il n'a pu le publier que quelques semaines avant sa mort. Nous aurons donc occasion de revenir, dans la suite, sur les travaux de Cavendish, mais nous nous contenterons, pour le moment, de rappeler que ses expériences ont démontré définitivement, et du mieux que le permettaient les appareils dont il disposait, que l'attraction et la répulsion qui s'exercent entre deux petits corps chargés d'électricité est proportionnelle à leurs charges et en raison inverse du carré de leur distance, de sorte que la loi de l'action électrique est la même que celle de la gravitation de Newton, avec cette difierence que les corps chargés d'électricité semblable se repoussent et qu'ils s'attirent lorsqu'ils sont chargés différemment.

On n'ajouta, après Cavendish, que peu de chose à la théorie de l'électricité statique, en dehors des remarquables études mathématiques de Poisson et de George Green sur quelques cas particuliers : ces travaux, peu lus, n'étaient appréciés que par un très petit nombre de savants, avant que Faraday reprit cette question. La plupart des travaux de Cavendish ne furent pas publiés, et Faraday retrouva indépendamment quelques-uns des résultats découverts par ce savant. Il est difficile d'apprécier l'effet qu'aurait produit sur l'esprit de Faraday la lecture des *Pensées sur l'électricité*, de Cavendish, et des comptes rendus originaux de ses expé-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

riences : peut-être est-ce un bien que Faraday ait été livré à ses propres pensées, mais c'en est un certainement, pour les mathématiciens et les physiciens, que Maxwell ait pu exposer et développer, sinon parfaire, l'œuvre de ces deux savants.

Faraday. — La théorie mathématique des attractions avait atteint, avant l'époque de Faraday, un haut degré de développement, aux mains de Laplace, de Lagrange et de Poisson, et pouvait s'appliquer à la solution d'un grand nombre de problèmes d'électricité; mais Faraday ne se contentait pas de l'hypothèse d'une *action directe à distance* entre les charges d'électricité : il pensait qu'il doit exister un mécanisme quelconque, par lequel les actions électriques et électromagnétiques se transmettent de point en point. Les arguments par lesquels il soutenait cette idée ne sont pas tous concluants, car la force qui agit sur un corps électrisé et l'électrisation induite sur un conducteur quelconque restent les mêmes, que nous adoptions l'hypothèse de l'action directe à distance ou celle de la transmission de l'action électrique, suivant des lignes droites ou courbes, à travers un milieu intermédiaire. Mais une idée présente toujours une grande valeur, que les arguments en sa faveur soient décisifs ou non, quand elle conduit à rechercher plus profondément le mécanisme des phénomènes : c'est ainsi que la conception, par Faraday, de lignes de force transmises à travers un milieu et exerçant, partout où elles se trouvent, des tensions et des pressions, a, comme instrument de recherches philosophiques, plus de portée que la théorie de l'électromagnétisme de Weber, si parfaite qu'elle soit au point de vue mathématique (1).

L'extrait suivant de la Préface de l'*Electricity and Magnetism* fera connaître l'opinion même de Maxwell sur les idées de Faraday :

Je résolus, en abordant l'étude de l'Électricité, de n'étudier aucun Traité mathématique sur ce sujet, avant d'avoir entièrement lu les *Experimental Researches on Electricity* de Faraday. Je savais que l'on soupçonnait Faraday de concevoir les phénomènes autrement que les mathématiciens, de sorte que leur terminologie ne s'accordait pas avec la sienne; j'avais aussi la conviction que ce désaccord ne pouvait provenir que d'un malentendu. J'en fus convaincu d'abord par Sir William Thomson, aux conseils, à l'aide et aux travaux de qui je dois la plus grande partie de ce que j'ai appris sur ce sujet.

A mesure que j'avançais dans l'étude de Faraday, je voyais que sa méthode de concevoir les phénomènes était en réalité mathématique, bien qu'elle ne fût pas exprimée sous la forme conventionnelle des symboles

(1) *Voir* l'actualité scientifique de Tyndall, *Faraday inventeur*, 1867.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

de l'analyse. Je constatais aussi que ses idées pouvaient s'exprimer sous la forme mathématique ordinaire, et se comparer ainsi à celles des mathématiciens de profession.

Par exemple, Faraday voyait, par les yeux de son esprit, des lignes de force traversant tout l'espace où les mathématiciens voyaient des centres de forces s'attirant à distance; Faraday voyait un milieu où ils ne voyaient rien que la distance; Faraday cherchait le siège des phénomènes dans des actions réelles, se produisant dans ce milieu, tandis qu'ils se contentaient de l'avoir trouvé dans une puissance d'action à distance particulière aux fluides électriques.

Lignes de force. — Considérons un petit corps électrisé positivement et partant d'un point situé près d'une surface électrisée positivement; supposons qu'il aille indéfiniment, suivant la direction de la force qui agit sur lui : il sera repoussé par la surface, se mouvra suivant une trajectoire droite ou courbe et continuera à se mouvoir indéfiniment, la force diminuant à mesure qu'il s'éloigne, jusqu'à ce qu'il rencontre une surface électrisée négativement, qui l'attirera et l'arrêtera sur elle. La trajectoire d'un pareil petit corps électrisé constitue une *ligne de force* de Faraday : c'est donc une ligne dont la direction, en un point quelconque, coïncide avec celle de la résultante des forces agissant en ce point.

Sens des lignes de force. — Ces lignes de force émanent toujours des surfaces électrisées positivement et se terminent sur des surfaces électrisées négativement : si elles n'en rencontrent pas, elles vont à l'infini.

Les lignes de force émanant d'un corps électrisé positivement et placé dans une salle se terminent, en général, à moins qu'il n'y ait près de lui des corps électrisés négativement, sur les murailles, le plafond et le plancher de la salle, ou sur des corps en communication avec eux.

Faraday concevait ainsi l'espace entier dans lequel agit la force électrique comme traversée par des lignes de force indiquant, en chaque point, la direction de la force résultante en ce point.

Faraday allait plus loin : il concevait la notion des lignes de force comme pouvant servir à représenter, en outre, l'*intensité* de la force en chaque point, les lignes de force se rapprochant les unes des autres quand la force augmente et s'écartant quand elle diminue. La force, dans le voisinage d'un petit corps chargé, étant proportionnelle à sa charge, il s'efforça de réaliser cette représentation en décrivant, de chaque surface électrisée positivement, un nombre de lignes de force proportionnel à sa charge, et en faisant se terminer aux surfaces négatives un nombre semblable de ces lignes.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Dans un Mémoire, *On Faraday's lines of force*, lu devant la Société philosophique de Cambridge, le 10 décembre 1855 et le 11 février 1856, Maxwell démontra que, dans un système de lignes tracées suivant la méthode de Faraday, et d'après la loi de l'action électrique en raison inverse du carré des distances, le nombre des lignes de force traversant l'unité d'aire d'une surface quelconque, perpendiculaire à la direction de la force, est proportionnel à la grandeur de la force aux environs de cette surface, et que le nombre des lignes coupées par une unité de surface quelconque est proportionnel à la composante de la force normalement à cette surface.

Tubes-unité. — Maxwell considéra donc les surfaces électrisées positivement, dont émanent les lignes de force, comme divisées en carreaux chargés chacun d'une unité d'électricité, et des contours desquels émanent les lignes de force. Ces lignes divisaient donc l'espace entier en *tubes-unité* limités par elles, et Maxwell démontrait que, en vertu de la *loi des carrés inverses*, la force, en un point et en une direction quelconques, est inversement proportionnelle à la section du tube-unité de force correspondant par un plan perpendiculaire à sa direction.

Maxwell démontrait, de plus, que chacun de ces tubes découpe, sur la surface électrisée négativement à laquelle ils aboutissent, une unité d'électricité, de sorte que, si l'on introduit, dans le système, une surface métallique coupant les lignes de force à angle droit des tubes, il sera induit une unité d'électricité négative sur chaque carreau découpé dans cette surface par un tube-unité; donc, dans un milieu isotrope quelconque, c'est-à-dire, jouissant des mêmes propriétés dans toutes les directions, ces tubes-unité de force sont aussi des *tubes-unité d'induction*.

Si donc on trace, pour chaque système électrisé, un système de tubes, d'après la méthode précédente, la totalité de l'espace dans lequel agit la force électrique sera divisée en tubes partant chacun d'une unité d'électricité positive et aboutissant à une unité négative; la direction de la force sera, en chaque point, indiquée par celle du tube, et son intensité inversement proportionnelle à la section du tube.

D'autre part, si la loi de la force était autre que celle de l'inverse du carré des distances, et si l'on traçait, comme précédemment, des tubes émanant des surfaces électrisées, et tels que leur section variât en raison inverse de la force qui les traverse, ces tubes laisseraient entre eux des vides, en s'éloignant des surfaces, ou se pénétreraient, de sorte que la réalisation du système de tubes précédemment décrit n'est possible que pour la loi des carrés.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Faraday fit remarquer qu'il n'y a pas seulement une tension exercée le long de chaque ligne de force, mais que ces différentes lignes exercent une répulsion l'une sur l'autre, et Maxwell démontra que l'hypothèse d'une tension le long des lignes de force, accompagnée d'une pression égale suivant toutes les directions perpendiculaires à ces lignes, satisfait à l'équilibre du milieu.

Prenant, comme illustration, l'écoulement de l'eau dans une rivière, il fit remarquer que les lignes de courant, ou les trajectoires suivant lesquelles s'écoulent les particules de l'eau, sont analogues aux lignes de force électrique, et la vitesse de l'eau à l'intensité de cette force. Si l'on suppose la rivière divisée en tubes limités par des lignes d'écoulement et tracés de manière qu'il passe, à travers une section donnée de chacun d'eux, une unité de volume d'eau par seconde, il s'en écoulera la même quantité par chacune de leurs sections, puisque l'eau n'entre ou sort qu'à leurs extrémités. On peut appeler ces tubes *tubes-unité d'écoulement*, et la rivière contiendra, si elle n'a pas d'affluents, le même nombre de ces tubes dans toute l'étendue de son cours. Lorsque le lit s'élargit, la section de chaque tube augmente, toujours en raison inverse de la vitesse de l'eau, d'où il suit que le nombre des tubes-unité d'écoulement par unité de surface transversale à la rivière est proportionnel à la vitesse de l'eau en ce point. Ce système de tubes représentera donc, à la fois, la direction et la vitesse du mouvement de l'eau en chaque point et correspondra exactement, *mutatis mutandis*, au système des tubes-unité de force électrique.

La lettre suivante fut adressée par Faraday à Maxwell, à la réception de son Mémoire sur les « lignes de force » :

Albemarle Street, W., 25 mars 1857.

Cher Monsieur,

J'ai reçu votre Mémoire et vous en remercie beaucoup; je ne dis pas que je vous remercie personnellement pour ce que vous avez dit des lignes de force, parce que je sais que vous l'avez fait dans l'intérêt de la vérité philosophique, mais vous devez supposer que cela m'est agréable et m'encourage beaucoup à y penser. J'ai été tout d'abord effrayé de voir concentrer sur ce sujet une telle puissance mathématique, puis émerveillé de le voir si bien supporter cette épreuve. Je vous envoie, par ce courrier, un autre Mémoire; je suis curieux de savoir ce que vous en pensez; j'espère que vous trouverez quelque raison aux idées qui y sont développées, si hardies qu'elles soient. Je compte pouvoir exécuter, au printemps, quelques expériences sur la durée de l'action magnétique, ou mieux, sur le temps

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

nécessaire pour l'établissement de l'état électrotonique autour d'un fil transportant un courant, et qui pourront étayer le sujet. Ce temps doit être probablement très court, comme pour la lumière, mais la grandeur des résultats, s'ils sont affirmatifs, m'empêche de désespérer. J'aurais peut-être mieux fait de n'en rien dire, car je suis souvent lent à réaliser mes projets et j'ai contre moi une mémoire fugitive.

M. FARADAY.

Le Mémoire de Maxwell, lu devant la Société philosophique de Cambridge et publié dans le dixième volume de ses Comptes rendus, n'est, de son aveu même, qu'une traduction des idées de Faraday en langage mathématique, accompagnée d'illustrations et d'extensions, sans essayer d'expliquer la nature de l'action du diélectrique ou celle du mécanisme des phénomènes observés.

Environ cinq ans après, le professeur Maxwell donna, dans trois Mémoires publiés par le *Philosophical Magazine* en 1861 et 1862, une esquisse complète d'un système de mécanisme susceptible, non seulement de reproduire les effets électrostatiques précédemment décrits, mais aussi de rendre compte de l'attraction magnétique, de l'action des courants électriques les uns sur les autres et sur les aimants, et de l'induction électromagnétique; mais il faut, avant de rendre compte de ces Mémoires, mentionner brièvement les principaux phénomènes qu'il s'agissait d'expliquer.

Magnétisme. — Les phénomènes ordinaires du magnétisme, l'attraction entre les pôles dissemblables et la répulsion entre les pôles semblables, ainsi que le phénomène plus familier encore de l'attraction du fer doux par un pôle magnétique sont trop connus pour exiger des développements. Coulomb a démontré que la loi du carré des distances s'applique aux répulsions magnétiques, aussi bien qu'aux répulsions électriques, de sorte que l'action exercée entre deux pôles magnétiques est proportionnelle au produit des forces de ces pôles et inversement proportionnelle au carré de leur distance, pourvu que l'acier soit suffisamment dur pour empêcher les actions mutuelles des aimants d'altérer la force de leurs pôles.

Fantômes magnétiques. — Si l'on répand de la limaille de fer sur une feuille de papier placée horizontalement au-dessus des pôles d'un aimant, chaque grain de limaille se magnétise par induction, dans la direction de la force magnétique résultante au point où il se trouve, et si l'on secoue légèrement le papier, de manière à annuler leur frottement, les attrac-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

tions mutuelles des pôles dissemblables des grains de limaille les fera adhérer en traînées ou filaments, le pôle nord de l'un adhérant au pôle sud de l'autre, et ainsi de suite, les points d'adhérence de chaque traînée se trouvant sur une ligne de force. La limaille dessine ainsi une représentation graphique des lignes de force magnétique; ce fut cette expérience qui suggéra, pour la première fois, à Faraday, l'idée de l'existence physique de ces lignes, et, comme il trouva difficile de concevoir les lignes de forces courbes comme dues à une action directe à distance (*Exp. Res.*, 1166), il considéra qu'il devait exister un certain milieu qui est le véhicule des forces électriques et magnétiques, et que ces forces se propagent d'une particule à l'autre de ce milieu. Faraday supposa aussi que ce même milieu pouvait servir de véhicule pour la transmission de la lumière. La recherche des propriétés que doit nécessairement présenter ce milieu, pour rendre compte des actions électriques et magnétiques observées, constitue, avec l'explication de ces actions et la détermination de la vitesse de la lumière par des considérations purement électromagnétiques sur l'hypothèse de ce milieu, la contribution la plus considérable de Maxwell à la science de l'électricité.

Œrsted. — L'action d'un courant électrique sur les aimants fut découverte par Œrsted. On raconte qu'il fit, dans son laboratoire, un grand nombre de tentatives pour découvrir une action entre un aimant et un fil traversé par un courant, mais en plaçant toujours avec soin le fil à angle droit de l'aimant et sans constater aucune action. En essayant de répéter l'expérience en présence de ses élèves, il plaça, par hasard, le fil parallèlement à l'aiguille aimantée qui se mit brusquement à osciller, pour se fixer enfin dans une position perpendiculaire à la direction du fil.

Action des courants sur les aimants. — Lorsqu'on amène le pôle nord d'un aimant, c'est-à-dire le pôle qui *cherche* le nord, près d'un fil parcouru par un courant, le pôle tend à tourner autour du fil dans une certaine direction, et le pôle sud à tourner en sens contraire, d'où il suit que l'aimant prend, s'il est libre de tourner autour de son centre, une position d'équilibre perpendiculaire au fil.

Règle de Maxwell. — On a proposé un grand nombre de règles mnémoniques pour déterminer la manière dont les aimants se comportent vis-à-vis des courants ; la règle de Maxwell est la suivante :

Supposons qu'une vis à droite s'avance dans la direction du courant, en tournant, en même temps, comme au travers d'un corps solide, c'est-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

à-dire, dans le sens des aiguilles d'une montre, le pôle nord de l'aimant tendra toujours à tourner autour du courant dans le sens de la rotation de la vis, et le pôle sud, dans le sens opposé.

Nous pouvons ainsi considérer un fil parcouru par un courant comme entouré par des lignes de force magnétiques qui forment autour de lui des courbes fermées, et la direction de la force est celle suivant laquelle une vis à droite tournerait en avançant avec le courant. Dans le cas d'un fil droit indéfini, ces courbes sont naturellement des cercles.

Puisque l'action et la réaction sont égales et opposées, quelle que soit la force mécanique exercée par un courant sur le pôle d'un aimant, cet aimant exercera, sur le fil ou sur le conducteur parcouru par le courant, une force égale et opposée. On a exécuté un grand nombre d'expériences pour le démontrer : Maxwell avait coutume de le faire d'une façon très simple. Après avoir attaché un fil de cuivre isolé à un petit disque de cuivre, il posait le disque au fond d'un vase métallique : il découpait ensuite un disque de zinc pouvant s'ajuster librement dans le vase et le reliait au fil, en le laissant suspendu horizontalement à 1 pouce environ au-dessus de la plaque de cuivre. On remplissait le vase d'acide sulfurique étendu, on le posait sur le pôle d'un électro-aimant et l'on répandait un peu de sciure de bois à la surface du liquide, pour en montrer les mouvements. En excitant le courant, le liquide tourne dans une direction qui se renverse quand on change la polarité du courant. Si les plaques sont suspendues par un fil, de manière qu'elles puissent facilement tourner autour d'un axe vertical, l'action du courant sur le courant dans le fil vertical fera toujours tourner les plaques dans une direction opposée à celle du liquide.

Ampère. — Les lois de l'action mécanique des conducteurs traversés par les courants, sur les aimants et sur eux-mêmes, ont été étudiées par Ampère, dans une série d'expériences à la fois complètes et décisives ; ces expériences faisaient l'admiration du professeur Maxwell, mais nous n'avons pas à en rendre compte, et nous ne les rappelons que comme fournissant une démonstration expérimentale des propositions qui vont suivre.

Circuits fermés. — Nous avons déjà décrit la manière dont on peut supposer que les lignes de force entourent un fil parcouru par des courants. Supposons maintenant ce fil contourné en forme de courbe fermée ou d'anneau, qui ne doit pas être nécessairement circulaire. Les lignes

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

de force, qui décrivent elles-mêmes des courbes fermées autour du fil, passeront toutes dans la même direction autour de l'anneau formé par le fil, comme si elles y étaient enroulées; il en résulte que le pôle nord d'un aimant tendra à passer au travers de l'anneau dans la direction des lignes de force, et l'on voit de suite que cette direction est celle suivant laquelle une vis à droite, tournant dans le sens du courant, avancerait à travers l'intérieur de l'anneau considéré comme un milieu solide.

Si donc on approche le pôle nord d'un aimant d'un petit circuit fermé, il sera, de l'un des côtés du circuit, attiré vers son intérieur, et repoussé s'il est de l'autre côté. Le pôle sud éprouverait des actions semblables et opposées.

Une petite aiguille aimantée suspendue à l'intérieur d'une hélice traversée par un courant tendra donc à se mettre à angle droit du plan de l'hélice : c'est le principe des galvanomètres.

Feuillets magnétiques. — Prenons maintenant un disque d'acier, de même aire et de même contour que l'anneau formé par le fil, et magnétisé de façon que l'un de ses côtés constitue un pôle nord et l'autre un pôle sud; ce disque agira sur les aimants extérieurs de la même manière que l'anneau parcouru par un courant tel, qu'une vis à droite, tournant avec le courant, entrerait par la face sud du disque et sortirait par la face nord. On donne à un pareil disque le nom de *feuillet magnétique;* il subit, de la part des aimants, des actions égales et opposées à celles qu'il exerce sur eux.

Les lignes de force magnétique émanant d'un circuit parcouru par un courant sont donc les mêmes que celles qui émaneraient d'un feuillet magnétique dont la force magnétique serait convenablement ajustée; en d'autres termes, le champ magnétique, autour d'un pareil circuit, est le même qu'autour du feuillet : il en résulte que deux circuits électriques agiront l'un sur l'autre comme deux feuillets de contours coïncidant avec ceux des circuits, et convenablement magnétisés.

Si les feuillets sont parallèles et magnétisés dans la même direction, ils se regarderont par leurs pôles opposés et s'attireront; ils se repousseront s'ils sont magnétisés en sens contraires; de même, deux circuits parallèles s'attireront si leurs courants ont la même direction et se repousseront s'ils sont de sens contraires; deux fils parallèles, que l'on peut considérer comme des éléments de ces circuits, s'attireront si leurs courants sont de même sens et se repousseront s'ils vont en sens contraires.

Actions électromagnétiques. — La règle de Maxwell, pour déterminer

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

la manière dont les circuits se comportent en présence d'autres courants ou d'aimants, est une expression très simple des observations de Faraday : cette règle s'énonce comme il suit, en considérant comme *positive*, dans un circuit, la direction suivant laquelle une vis à droite avancerait en tournant avec le courant :

Un fil traversé par un courant, et libre de se mouvoir dans un champ magnétique, tendra à s'orienter de façon qu'il passe, à travers le circuit et dans la direction positive, le plus grand nombre possible de lignes de force.

Puisque le champ magnétique peut être produit par des aimants, ou, comme nous venons de le voir, par les courants électriques mêmes, cette règle, jointe au principe que l'action et la réaction sont égales et opposées, suffit pour déterminer le caractère de l'action des courants sur les circuits ou les aimants dans tous les cas possibles, et comprend, en fait, les magnifiques découvertes d'Ampère.

Disque d'Arago. — Avant les expériences de Faraday, on ne connaissait pas l'*induction* des courants électriques. Le principal phénomène d'induction que l'on avait observé, et dont on n'avait pas donné d'explication satisfaisante, était celui du disque tournant d'Arago. Dans cette expérience, un disque de cuivre tournait rapidement, dans un plan horizontal, au-dessus d'une aiguille aimantée ; l'aiguille le suivait dans sa rotation. Cette expérience fut ensuite répétée par Sir John Herschel et Babbage, avec des disques de différentes substances ; ils remarquèrent que les phénomènes découverts par Arago ne se reproduisaient qu'avec des disques bons conducteurs.

Expériences de Faraday. — Dans la première série de ses recherches expérimentales, Faraday décrit une expérience dans laquelle il fit tourner, entre les pôles d'un électro-aimant, un disque de cuivre relié, par son axe et par sa circonférence, aux électrodes d'un galvanomètre; on constatait immédiatement l'existence d'un courant changeant de sens avec celui de la rotation du disque. On peut considérer cette expérience comme le point de départ des machines dynamiques de Wilde, Gramme, Siemens, etc., qui paraissent destinées à jouer un rôle si important dans la vie civilisée.

Faraday démontra aussi que, si l'on place deux circuits l'un à côté de l'autre, il se produit, dès qu'on lance un courant dans l'un des circuits, un courant de direction *opposée* dans l'autre circuit, tandis qu'il se produit

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

dans ce circuit *secondaire* un courant passager, de même sens que le courant *primaire*, dès qu'on interrompt ce dernier courant.

Loi de Lenz. — Nous ne pouvons développer ici en détail les lois des courants induits, mais on peut en déterminer l'action générale d'après l'expression concise qu'en a donnée Lenz, connue généralement sous le nom de *loi de Lenz*, et qui s'énonce comme il suit :

Lorsqu'un conducteur se meut dans un champ magnétique, il s'y induit une force électromotrice qui tend à y produire un courant de sens tel que la force électromagnétique agissant sur le conducteur s'oppose à son mouvement.

Cette loi, jointe aux définitions précédentes de l'action mécanique d'un champ magnétique sur les conducteurs traversés par des courants, sert à déterminer le caractère des courants induits dans les conducteurs en mouvement au voisinage des aimants ou des courants électriques. D'autre part, la création d'un courant dans le voisinage d'un circuit doit avoir, sur les fils voisins, le même effet que si le conducteur était amené brusquement d'une distance infinie à la position qu'il occupe actuellement. La loi de Lenz s'applique donc à tous les cas des courants induits.

Loi de Maxwell. — L'énoncé suivant, dû à Maxwell, exprime quantitativement et qualitativement les lois des courants induits :

Toutes les fois que le nombre des lignes de force magnétiques passant par un circuit fermé varie, il se produit, dans le circuit, une force électromotrice, représentée par le taux de la diminution du nombre des lignes de force traversant le circuit dans la direction positive.

Si donc le nombre des lignes de force traversant un circuit diminue, il se produira, dans ce circuit, une force électromotrice dans la direction suivant laquelle tournerait une vis à droite avançant le long des lignes de force, ces lignes étant toujours supposées tracées dans le sens suivant lequel un pôle magnétique nord tendrait à se mouvoir le long de ces lignes. Si le nombre des lignes de force augmente, la force électromotrice change de sens. On peut déduire cette loi de celle qui définit l'action mécanique des champs magnétiques sur les courants et du principe de la conservation de l'énergie; pour qu'elle soit numériquement exacte, il faut que toutes les quantités du problème soient exprimées en unités du système électromagnétique (1).

(1) *Voir* Everett, *Unités et constantes physiques*, p. 148.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Le téléphone. — Le téléphone est un magnifique exemple d'application de cette loi. Chacun des mouvements du disque de fer devant le pôle de l'aimant change, en effet, le nombre des lignes de force magnétiques passant au travers des hélices qui entourent les pôles et induit, par conséquent, dans leurs fils, des courants, dans un sens ou dans l'autre, qui augmentent ou diminuent synchroniquement la force du magnétisme dans le téléphone récepteur, de manière à lui faire rendre des sons semblables à ceux qui frappent le téléphone récepteur. .

État électrotonique. — Il résulte de ce que nous venons d'écrire que le mouvement d'un conducteur n'engendre un courant que s'il se meut dans un *champ magnétique*, c'est-à-dire, dans un espace traversé par des lignes de force magnétiques. Faraday supposait que les conducteurs se trouvaient, en pareilles circonstances, dans une condition particulière qu'il appelait l'*état électrotonique*, et qu'il s'y induisait un courant à chaque variation de cet état. Maxwell démontra que cet état électrotonique, dont les variations induisent les courants dans les circuits, correspond au nombre des lignes de force magnétiques qui traversent le circuit. Puisque toute variation de ce nombre entraîne l'action de la force électromotrice et qu'elle présente, par rapport à la force électromotrice, les mêmes relations qu'en Dynamique la quantité de mouvement et la force, Maxwell lui donna le nom de *momentum*, ou quantité de mouvement, *électromagnétique*. Nous allons maintenant développer la conception que Maxwell se faisait de la nature physique de cette quantité.

Momentum électromagnétique. — La détermination des lois de l'auto-induction (*self-induction*) des courants électriques constitue l'une des nombreuses contributions de Faraday à la science électrique. A la fin d'une de ses lectures du vendredi soir, un certain M. Jenkin informa Faraday qu'il avait ressenti une vive secousse en rompant le circuit de son électro-aimant en séparant deux bouts du fil qu'il tenait à la main. Faraday disait que c'était la seule suggestion qui l'eût conduit à un résultat, parmi les nombreuses propositions qui lui furent présentées par les auditeurs de ses leçons populaires.

En approfondissant la matière, Faraday découvrit que, lorsqu'on enlève la pile d'une hélice traversée par un courant, ce dernier tend à persister après l'enlèvement de la pile, et que cette tendance est augmentée par le nombre de tours de l'hélice, et, plus encore, par l'insertion d'un barreau de fer doux à l'intérieur de l'hélice. Cette tendance ne dépend pas autant de la longueur du fil que des positions relatives de ses parties : si le fil

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

est d'abord doublé sur lui-même, puis enroulé en hélice, cette tendance disparaît.

Si l'on fait passer dans un fil le courant d'un petit nombre d'éléments de Grove, il jaillira, quand on rompra le circuit, une très faible étincelle; mais, si l'on introduit dans le circuit un gros électro-aimant, les étincelles, à la rupture, deviendront beaucoup plus fortes, bien que le courant soit plus faible.

Ainsi, lorsqu'un courant traverse une pareille hélice, sa manière d'être nous rappelle celle d'un courant d'eau soudainement arrêté dans un tuyau et qui exerce alors, pendant un temps très court, une pression énorme, sur le tuyau et sur l'obstacle, en vertu de la quantité de mouvement qu'elle a acquise; mais cette action n'est due à aucune quantité de mouvement réellement acquise par de l'électricité en mouvement, ainsi que l'indique ce fait qu'elle dépend de la configuration du fil. On appelle cette propriété des fils l'*auto-induction*.

Extra-courant. — Si les pôles d'un électro-aimant sont activés par un fil de grande résistance, il se produira dans ce fil un courant considérable quand on enlèvera la pile. Faraday appela ce courant l'*extra-courant;* on le désigne, le plus souvent, sous le nom d'*auto-induction*.

Il se produit une action semblable quand on relie une pile à une hélice. Le courant n'acquiert pas immédiatement sa pleine valeur, mais il augmente constamment pendant un temps très court; l'auto-induction de l'hélice le force à se comporter comme s'il était doué d'une lourde masse à mettre en mouvement. Toutes ces actions sont des conséquences immédiates de la loi des courants induits énoncée à la page XII.

Action du magnétisme sur la lumière. — On connaît l'expérience de Faraday, qui consiste à placer un morceau de son verre lourd, ou borate de plomb, entre les pôles d'un puissant électro-aimant, puis à faire passer dans le verre un rayon de lumière polarisée dans la direction de la force magnétique. Faraday découvrit que, si la lumière passe du pôle nord au pôle sud de l'aimant, le plan de polarisation est dévié dans la direction où tournerait une vis à droite en perçant un solide et en avançant avec la lumière; lorsque la lumière passe dans la direction opposée, la rotation du plan de polarisation reste dans le même sens par rapport à l'aimant et se trouve, par conséquent, renversée par rapport au trajet de la lumière.

Le verre lourd se comporte donc autrement qu'une dissolution de

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

sucre, qui dévie toujours le plan de polarisation dans la même direction par rapport à celle de sa transmission.

Cette expérience fut la première qui indiqua une relation entre le magnétisme et la lumière; elle démontre que le milieu qui lui sert de véhicule, l'éther lumineux, doit être affecté par la présence de la force magnétique, bien que les faits, que la présence de la matière pondérable est nécessaire pour la rotation du plan de polarisation et que le sens de cette rotation dépend de la nature de la matière, fassent douter de l'action directe de la force magnétique sur l'éther.

Tous les corps transparents, liquides et solides, exercent, à différents degrés, cette même action sur la lumière. Si l'on place, à l'intérieur d'une hélice parcourue par un courant, un tube plein d'eau, fermé par des glaces, le courant y dévie le plan de polarisation dans le sens de sa circulation, d'un angle proportionnel à son intensité. Verdet a démontré que, dans le cas des substances transparentes paramagnétiques, c'est-à-dire attirées par l'aimant, la rotation est de sens opposé à celui du courant.

Les curieux effets de l'action des aimants sur les décharges lumineuses dans les tubes à vide et les expériences récentes du Dr Kerr indiquent aussi d'autres relations entre le magnétisme et l'électricité (1).

Milieu tourbillonnaire de Maxwell. — Nous pouvons maintenant, après avoir ainsi brièvement rappelé les principaux phénomènes du magnétisme et de l'électromagnétisme, présenter une courte explication du milieu ou du mécanisme par lequel Maxwell a rendu compte de ces phénomènes et de leur dépendance mutuelle.

En partant des lois bien connues de la propagation de la lumière, Maxwell admet, « comme une donnée dérivée d'une branche de la science indépendante de celle dont nous nous occupons, l'existence d'un milieu universel, de densité réelle, mais faible, susceptible de recevoir un mouvement et de le transmettre d'un point à un autre, avec une vitesse très grande, mais finie ». De ce que ce milieu peut transmettre les ondulations avec une vitesse finie, il résulte qu'il possède une propriété analogue à la masse, de sorte que son mouvement implique une énergie cinétique en outre de son élasticité, en vertu de laquelle sa déformation implique de l'énergie potentielle.

Tout le monde sait qu'un corps tournant autour d'un centre fixe exerce une tension sur les rayons tracés de ce centre, dans le plan de rotation.

---

(1) Jamin, *Cours de Physique*, t. III, 2e fascicule, p. 383.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

La forme que la Terre aurait prise sous l'action de la gravité seule, si elle ne tournait pas, aurait été celle d'une sphère parfaite, mais la rotation diurne tend à raccourcir l'axe polaire et à augmenter les diamètres de l'équateur, et cette action se serait manifestée indéfiniment, si elle ne s'était trouvée bientôt équilibrée par l'attraction de la gravité. Il en est résulté que la Terre a pris une forme presque sphérique, dont l'axe polaire est un peu plus court que le diamètre équatorial.

On peut, dans le cas de la Terre, démontrer, par les lois et les principes fondamentaux de la Mécanique, que si l'on amenait de la matière de l'équateur aux pôles, de manière à allonger l'axe polaire aux dépens du diamètre équatorial, la vitesse de rotation de la Terre serait augmentée et la longueur du jour diminuée, tandis que la vitesse de rotation diminuerait, au contraire, si la Terre s'aplatissait davantage. En fait, dans tout corps en rotation, soumis à aucune force extérieure ou à des forces incapables d'influencer sa rotation, toute altération du système, occasionnée par des forces intérieures ou autrement, ayant pour effet d'augmenter son moment d'inertie autour de l'axe de rotation, diminuera la vitesse angulaire du corps; dans le cas de l'aplatissement d'une sphère, la vitesse à la circonférence diminuerait aussi. Lorsque le moment d'inertie diminue, la vitesse angulaire augmente.

Maxwell suppose que le milieu qui peut servir de véhicule à la force magnétique consiste en un grand nombre de petits corps ou cellules (*cells*), susceptibles de rotation, et que l'on peut considérer comme sphériques, ou à peu près, dans leur condition normale, à moins de raisons spéciales pour leur attribuer une autre forme.

Lorsque la force magnétique est transmise par ce milieu, ces cellules sont supposées se mettre à tourner, le long des lignes de force magnétiques comme axes, avec une vitesse dépendant de l'intensité de la force. Maxwell suppose, pour fixer les idées, que la rotation a lieu dans la direction où tournerait une vis à droite avançant dans le sens de la force.

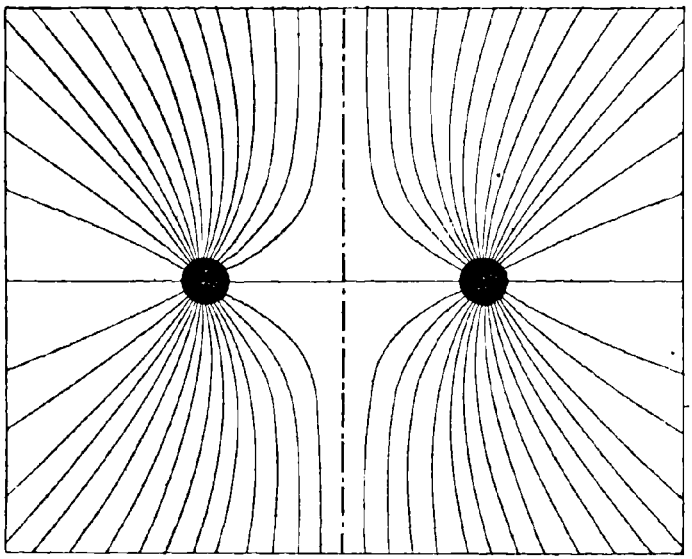
Les vortex. — Nous avons ainsi rempli le champ magnétique de *tourbillons moléculaires* (*molecular vortices*) tournant tous dans le même sens, autour des lignes de force comme axes. Ainsi que nous l'avons vu, ces vortex tendront à se contracter le long de leurs axes de rotation et à se détendre perpendiculairement à ces axes, de façon qu'ils prennent finalement, s'ils sont, à l'origine, des sphères élastiques, la forme de sphéroïdes aplatis comme la Terre. Cette tendance déterminera une *tension* du milieu, le long des lignes de force suivant lesquelles la contraction des

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

vortex tend à se produire, et cette tension sera accompagnée d'une *pression* égale dans toutes les directions perpendiculaires aux lignes de force, en raison de la tendance des vortex à se gonfler suivant leurs équateurs.

Supposons maintenant que nous ayons un pôle magnétique nord et un pôle sud placés l'un près de l'autre; les lignes de force iront en général, suivant des trajectoires courbes, du pôle nord au pôle sud. L'espace, aux environs des pôles, sera donc rempli de tourbillons moléculaires qui auront le plus d'énergie sur la ligne joignant les pôles, et dont la vitesse diminuera à mesure qu'ils atteindront les parties plus faibles du champ.

Fig. *a*



La tension le long des lignes de force, tendant à rapprocher les deux pôles, explique suffisamment l'attraction apparente entre ces pôles, et l'énergie cinétique des tourbillons moléculaires rend compte de l'énergie potentielle des pôles séparés, que nous supposons ainsi être de l'énergie cinétique réelle, bien que possédée par le *milieu* interposé entre deux corps qui s'attirent, et non par ces corps eux-mêmes.

Peut-être découvrirons-nous un jour que toutes les énergies potentielles sont, en réalité, des énergies cinétiques d'un milieu dont nous avons ignoré jusqu'ici les propriétés.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Lorsque les pôles se rapprochent, l'étendue du champ occupé par les vortex décroît, et l'énergie totale du champ diminue, malgré l'accroissement de la vitesse des vortex, de l'équivalent du travail dépensé pendant le rapprochement des aimants. Si les pôles sont d'égale force et peuvent être amenés à coïncider exactement, le champ disparaît, tous les vortex arrivent au repos; leur énergie s'est entièrement dépensée en travail sur les aimants.

Si l'on place l'un auprès de l'autre deux pôles semblables, par exemple deux pôles nord, les lignes de force émanant de l'un d'eux, au lieu d'aller vers l'autre, s'en détournent, et, si les pôles sont de même force, leurs lignes de forces respectives seront séparées par un plan bissectant à angle droit la droite qui les joint, de sorte qu'aucune ligne de force ne traversera ce plan (*fig. a*). Les lignes de force s'évitent ainsi presque parallèlement l'une à l'autre : il en résulte que la pression exercée par les tourbillons moléculaires, dans toutes les directions perpendiculaires à ces lignes, détermine une répulsion apparente entre les pôles.

Nature de l'électricité. — Afin de rendre compte de la transmission de la rotation, d'un tourbillon moléculaire à l'autre, *dans la même direction*, Maxwell suppose qu'il existe, entre les vortex, un certain nombre de corps sphériques, extrêmement petits, qui roulent, sans glisser, en contact avec les surfaces des vortex. Ces corps jouent le même rôle que les galets de transmission des machines, ou roues intermédiaires, qui transmettent le mouvement de la roue motrice à la roue menée sans en changer le sens.

Maxwell considère ces petites particules sphériques comme constituant l'électricité.

Elles roulent, sur les cellules ou vortex, comme si leurs surfaces de contact étaient parfaitement rugueuses, ou garnies de dents engrenées de manière à rendre leur glissement impossible, quelles que soient les forces appliquées.

On suppose que les agrégats que nous considérons ordinairement comme constituant les molécules de la matière sont très grands en comparaison des vortex, et, *a fortiori*, en comparaison des particules d'électricité.

Dans un corps isolant ou diélectrique, on suppose que les particules électriques sont incapables de passer de molécule à molécule du corps; dans un conducteur, elles le peuvent, mais en surmontant un frottement qui engendre de la chaleur et occasionne une perte d'énergie dans leur transport.

Supposons maintenant un courant d'électricité s'écoulant dans un fil

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

conducteur : considérons d'abord la ligne centrale des particules électriques; elles feront, en s'écoulant, tourner toutes les autres particules qu'elles toucheront autour d'axes perpendiculaires à la ligne d'écoulement, de sorte que ce courant de particules sera enveloppé par des anneaux de vortex.

Chaque anneau de vortex se comportera comme un anneau de caoutchouc quand on le passe, en le forçant, le long d'une tige : au lieu de glisser, il avance par un mouvement roulant, en se développant sans cesse, comme si chaque cercle du tore tournait autour de son propre centre. Or, ce mouvement des vortex tend à faire mouvoir leurs couches extérieures de particules électriques en sens opposé au courant central, et cette tendance, à laquelle nous nous reporterons en partant de l'induction, ne peut être surmontée qu'en faisant tourner les anneaux de vortex adjacents dans la même direction que les anneaux qu'ils enveloppent, les particules d'électricité ne pouvant que rouler entre les anneaux concentriques de vortex, sans se déplacer en avant ou en arrière.

Mais, si la première couche de particules est forcée de se mouvoir en avant, comme le courant central, la couche de vortex qui l'enveloppe doit tourner plus rapidement qu'elle, et ainsi de suite, les couches successives tournant de plus en plus vite jusqu'à la couche extrême du conducteur.

L'enveloppe de vortex qui délimite le conducteur doit, par le même mécanisme, mettre en mouvement les vortex moléculaires du diélectrique environnant, le mouvement se communiquant, en cercles de plus en plus étendus, jusqu'à une distance illimitée.

Il ne s'ensuit pas que cette communication de mouvement soit instantanée. Les cellules peuvent être formées d'une matière élastique qui n'assume pas son état final de mouvement aussitôt que l'action tangentielle des particules électriques s'exerce sur eux, mais en subisse d'abord une déformation, le temps nécessaire pour établir une rotation donnée dans chacune d'elles dépendant de sa densité et de son élasticité.

L'induction électromagnétique (c'est ainsi que l'on désigne l'action que nous étudions en ce moment) se propagerait donc dans l'espace avec une vitesse finie; nous reviendrons plus bas sur ce point.

Il résulte, de ce qui précède, que, lorsqu'un courant d'électricité uniforme ou constant s'écoule dans un fil, les tourbillons moléculaires sont engendrés dans le diélectrique environnant, l'axe de chacun des vortex étant perpendiculaire au plan passant par le fil et le vortex.

Les axes autour desquels tournent les vortex envelopperont donc des

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

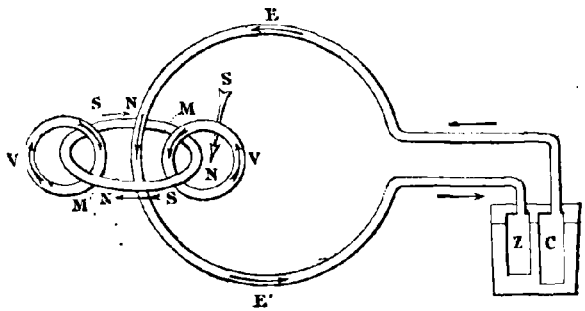
cercles décrits autour du fil, tandis que les vortex eux-mêmes formeront des anneaux-tourbillons se déroulant avec une grande rapidité, comme l'anneau de caoutchouc que nous avons précédemment mentionné, ou comme les anneaux que forment parfois les fumées de tabac.

Mais les lignes autour desquelles tournent les vortex sont des lignes de force magnétique : il existe une tension le long de ces lignes et une pression suivant toutes les directions perpendiculaires.

Un fil droit, transportant un courant, sera donc entouré de lignes de force magnétiques formant des cercles concentriques à l'axe du fil, et, puisque la direction de la force magnétique est celle suivant laquelle une vis à droite avancerait en tournant avec les vortex, il en résulte que la direction de la force magnétique autour du fil est celle suivant laquelle tournerait une vis à droite avançant avec le courant. Le milieu sera soumis à des tensions suivant des cercles concentriques au fil et à des pressions suivant des plans passant par le fil, analogues aux efforts que subissent les frettes d'un canon Armstrong.

Si le fil est recourbé, les mêmes phénomènes se reproduiront en espèce, mais les lignes de force ne seront plus exactement des cercles. Toutes les

Fig. *b*.



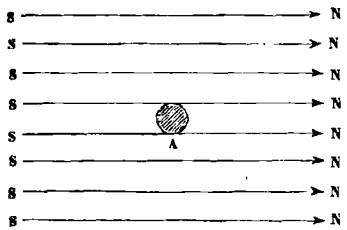
lignes magnétiques de force d'un circuit fermé y passent dans la direction suivant laquelle avancerait une vis à droite tournant dans la direction du courant. La *fig. b*, empruntée au Mémoire du *Philosophical Magazine*, montre les relations qui existent entre le courant, les lignes de force magnétiques et la direction du mouvement des vortex ; les flèches E, E' représentent le courant, SN la direction de la force magnétique, V, V celles de la rotation des vortex.

Considérons maintenant un fil traversé par un courant et placé, dans un

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

champ magnétique, à angle droit des lignes de force : soient SN (*fig. c*) les lignes de force, A la section du conducteur, et supposons que le courant aille du lecteur au plan du papier.

Fig. *c*.



Dans l'espace immédiatement au-dessus du fil, les tourbillons moléculaires dus à la force magnétique primitive du champ tourneront dans le sens suivant lequel le courant A les pousse; elles tourneront en sens inverse dans l'espace situé au-dessous du fil.

La vitesse des vortex sera donc augmentée par le courant au-dessus du fil et retardée au-dessous; la pression du milieu, perpendiculairement aux lignes de force, sera donc plus considérable au-dessus du fil qu'au dessous, de sorte que ce fil sera poussé de bas en haut, à angle droit des lignes de force et de sa propre direction.

Deux courants parallèles. — Considérons encore deux fils parallèles voisins, traversés par des courants de sens opposés. L'intensité d'un courant détermine la différence des vitesses des vortex sur ses côtés opposés, les particules électriques étant reliées aux vortex comme les roues intermédiaires d'un train d'engrenages; mais les vortex situés à l'un des côtés d'un flux de particules électriques en mouvement peuvent être amenés au repos si la vitesse de ceux de l'autre côté est doublée, le courant restant invariable, bien que les particules électriques elles-mêmes aient maintenant à se dérouler autour des vortex immobiles; mais cela n'occasionne aucune différence.

Lors donc que les fils parallèles transporteront des courants de directions opposées, les vortex situés entre ces fils, sollicités à rouler dans la même direction par les deux courants, tourneront plus vite que les autres vortex, et, comme ils les pressent avec une force proportionnelle au carré de leurs vitesses de rotation, les fils seront écartés par les vortex *comme s'ils* se repoussaient.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Lorsque deux fils parallèles transmettent des courants de même sens, ils tendent à faire tourner les cellules intermédiaires dans des directions opposées, de sorte que la vitesse des vortex y est moindre qu'au delà des fils. La pression du milieu compris entre les fils sera donc moindre que dans l'espace au delà, et les fils seront poussés l'un vers l'autre *comme s'ils* s'attiraient.

L'induction. — Supposons qu'un courant d'électricité commence à s'écouler dans un fil ; il s'établira, dans son voisinage immédiat, des tourbillons moléculaires qui tendront, par leur action sur les particules électriques extérieures, à les mettre en mouvement dans une direction opposée à celle du courant. Mais, si ce milieu est un diélectrique, les particules ne pourront pas se déplacer sensiblement : elles se mettront donc à tourner en entraînant une couche plus étendue des vortex qui entourent le fil, et le mouvement se propagera ainsi, de couche en couche, comme nous l'avons précédemment expliqué.

Plaçons maintenant, à une certaine distance, un second fil parallèle au premier et faisant partie d'un circuit fermé, dans lequel il ne passe pas de courant. Les particules d'électricité seront actionnées, dans ce fil, comme dans le diélectrique ; mais, n'y rencontrant que très peu de résistance, elles trouveront plus facilement à se mouvoir dans le fil qu'à transmettre le mouvement tourbillonnaire aux corps élastiques environnants. Or, lorsque deux engrenages sont reliés par un pignon intermédiaire, et si la roue menée n'est retardée que par son inertie, le pignon la forcera à la longue, si faible que soit la résistance opposée au mouvement de translation du pignon, à tourner à la même vitesse que la roue motrice, et cessera, dès lors, de tourner autour de son axe. De même la résistance du conducteur amène, à la longue, les particules électriques au repos, et les force à transmettre le mouvement des vortex aux cellules environnantes.

C'est ainsi que, dès l'origine d'un courant dans un fil, il s'induit, dans les conducteurs voisins, des courants passagers de sens opposé : il se produit en même temps, dans le diélectrique, une tension électrique (*electric stress*) ; les cellules élastiques, dont le mouvement constitue les tourbillons moléculaires, sont d'abord déformées par l'effort tangentiel des particules électriques, puis les courants induits et la tension cessent en même temps, et entièrement, dès que tous les tourbillons sont en plein mouvement.

Avant l'établissement définitif d'un courant dans un fil primaire, les

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

tourbillons moléculaires doivent acquérir, dans le champ environnant, leur mouvement de régime, ce qui exige une dépense de travail proportionnelle à la masse des corps qui constituent les vortex. Il est, par conséquent, impossible qu'une force électromotrice finie produise un courant fini dans un temps infiniment court, de même qu'une force finie ne peut pas communiquer instantanément une vitesse finie à un corps matériel; et, de même qu'en Dynamique on considère quelquefois la réaction d'un corps contre l'accélération comme une force s'opposant à la force appliquée, nous considérerons aussi quelquefois l'effet correspondant, dans le cas d'un courant, comme s'il constituait une force opposée à la pile ou à l'électromoteur, ou comme la force électromotrice de l'auto-induction. Mais, comme cet effet dépend, non seulement du courant qui passe dans le fil, mais aussi des tourbillons moléculaires du milieu environnant, il est clair que l'auto-induction d'un fil dépend de l'énergie de ces vortex, qui est, elle-même, fonction des relations des différentes parties du fil entre elles et avec le milieu, en même temps que de la densité du milieu.

Perméabilité magnétique. — Maxwell identifiait la densité du milieu avec sa *perméabilité magnétique;* elle est plus grande dans les substances paramagnétiques que dans l'air ou le vide, et maxima dans le fer. En fait, elle est si grande, dans le fer, que Maxwell supposait que les particules mêmes du fer prennent part au mouvement des vortex. L'énergie du champ et, par conséquent, l'auto-induction du fil sont donc d'autant plus grandes que la perméabilité magnétique du milieu environnant est plus considérable, de sorte que la présence d'une armature de fer dans une hélice augmente immensément son auto-induction et l'énergie correspondant au passage d'un courant donné dans l'hélice.

Lorsqu'on interrompt un courant ou qu'on en supprime la force électromotrice, les tourbillons moléculaires ne peuvent revenir au repos qu'après avoir dépensé leur énergie, et la seule issue offerte à cette énergie est l'établissement d'un courant dans le fil, puisque les vortex ne peuvent pas exercer de travail dans un milieu non conducteur où il ne peut se produire aucun glissement entre les éléments de leur mécanisme. Les vortex maintiendront donc le courant dans le fil, après l'enlèvement de la pile, jusqu'à ce qu'ils aient dépensé toute leur énergie en travail contre la résistance du fil.

Courants secondaires. — Mais s'il existe, dans le champ, un autre conducteur parallèle ou à peu près au premier, il offre à l'énergie du système une autre issue partielle, et il se produit, dans le second fil, un cou-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

rant *secondaire* de même direction que le courant primaire, qui devient moindre que s'il n'y avait pas eu de circuit secondaire.

C'est ainsi que l'hypothèse des tourbillons moléculaires rend compte à la fois de l'induction mutuelle de deux circuits et de l'auto-induction d'un seul.

Loi de Lenz. — Considérons un fil placé dans un champ magnétique, perpendiculairement aux lignes de force, et se mouvant de manière à les couper à angles droits; nous devons nous attendre à ce que les lignes de force, ou files de vortex, situées en avant du fil soient refoulées transversalement, mais étendues dans le sens de leur longueur, comme le seraient des élastiques, avant de se rompre pour laisser passer le fil. Derrière le fil, la pression latérale s'abaissera, les vortex se contracteront suivant leurs axes et se gonfleront à l'équateur. Mais nous avons vu que l'effet, sur un corps élastique tournant, d'une tension suivant son axe de rotation et d'une compression perpendiculaire à cet axe, est d'augmenter sa vitesse de rotation et celle de tous les points de sa surface, tandis qu'une contraction du corps suivant son axe diminue cette vitesse; donc, tant que le fil se déplacera à travers les lignes de force, la vitesse des vortex sera plus grande en avant du fil qu'en arrière, et les particules électriques du fil engagées entre deux séries de vortex tournant à des vitesses différentes s'écouleront en un courant dans le fil.

La direction du courant dans le fil sera celle qui ferait tourner les vortex plus rapidement en avant du fil qu'en arrière, et exercerait une pression en avant du fil; en d'autres termes, il se produit dans le fil un courant induit d'un sens tel qu'il s'oppose à son mouvement

Nous arriverions à un résultat analogue, en supposant que le fil coupe obliquement les lignes de force.

La loi de Lenz se présente donc comme une conséquence de l'hypothèse des tourbillons moléculaires.

Si nous supposons que la force du magnétisme terrestre agisse du sud au nord horizontalement, que le fil soit vertical et se meuve de l'ouest à l'est, nous aurons une force magnétique agissant du sud vers le nord, une force mécanique agissant de l'est à l'ouest, opposée au mouvement du fil, et une force électromotrice agissant, dans le fil, de *bas en haut*.

Décharge. — Supposons que, sur une certaine surface d'un corps, l'électricité soit repoussée au dehors à une petite distance, de façon qu'elle ne passe pas d'une molécule à l'autre de la substance, mais y subisse,

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

dans chaque molécule, un déplacement d'arrière en avant. Les particules électriques, qui pressent tangentiellement sur les cellules élastiques, ne pourront pas les faire tourner, parce que chaque cellule sera également actionnée, sur tout son pourtour, dans la direction suivant laquelle l'électricité tend à se mouvoir; la substance des cellules subira donc une déformation à laquelle résistera son élasticité, et cet état de déformation (*strain*) se propagera, au travers du diélectrique, par l'intermédiaire du déplacement des particules électriques, qui se comportent comme des corps parfaitement incompressibles. Lorsque la force qui a produit le déplacement primitif disparaît, les cellules reprennent leur forme originelle, en vertu de leur élasticité, les particules électriques reviennent à leurs positions normales, et l'énergie de déformation des cellules se dépense en travail accompli pendant la décharge électrique.

Électricité statique. — C'est ainsi que ce même milieu, qui sert de véhicule à la force magnétique et produit tous les phénomènes de l'électromagnétisme, sert aussi comme transmetteur de la force entre les charges d'électricité statique et comme un réservoir de l'énergie due aux charges électrostatiques.

Si l'on divise le diélectrique en cellules, par des tubes-unité de force et des surfaces équipotentielles espacées d'une unité de potentiel, chaque cellule renfermera la même quantité d'énergie.

L'extrait suivant du Mémoire de Maxwell, publié par le *Philosophical Magazine*, expose clairement l'application de l'hypothèse des tourbillons à l'électricité statique :

D'après notre théorie, les particules qui forment les séparations entre les cellules constituent la matière de l'électricité; le mouvement de ces particules constitue le courant électrique; la force tangentielle avec laquelle elles sont pressées par la matière des cellules constitue la force électromotrice, et la pression des particules l'une sur l'autre correspond à la tension ou au potentiel de l'électricité....

Un corps conducteur peut être comparé à une membrane poreuse, qui oppose plus ou moins de résistance au passage d'un fluide, et les diélectriques aux membranes élastiques imperméables, mais qui transmettent la pression exercée sur un de leurs côtés au fluide qui se trouve de l'autre côté....

Dans un diélectrique soumis à l'induction, nous pouvons concevoir que dans chaque molécule l'électricité soit déplacée de manière à électriser positivement l'un des côtés de la molécule et négativement l'autre, l'électricité restant entièrement liée à la molécule, sans passer d'une molécule à l'autre.

Cette action a pour effet, sur l'ensemble diélectrique, d'y produire un

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

d'placement général de l'électricité dans une certaine direction ; ce déplacement ne va pas jusqu'à donner lieu à un courant, parce qu'il reste constant dès qu'il a atteint une certaine valeur, mais il est le commencement d'un courant, et ses variations constituent des courants positifs ou négatifs, suivant que le déplacement augmente ou diminue.... Lorsque nous voyons une force électromotrice produire un déplacement dans un diélectrique, et ce diélectrique revenir de son état de déplacement électrique à son état primitif avec une force électromotrice égale, nous ne pouvons nous empêcher d'assimiler ce phénomène à celui d'un corps élastique cédant à une pression et recouvrant sa forme quand la pression disparaît.

Considérons un corps électrisé positivement : cela signifie qu'il se produit, dans le milieu, un déplacement d'électricité tout autour du corps, dans toutes les directions émanant de sa surface. Les cellules sont ainsi exposées à une déformation de cisaillement, qui diminue à mesure qu'elles sont plus éloignées du corps électrisé, parce que le déplacement linéaire de l'électricité diminue d'autant plus que la surface sur laquelle il se produit augmente, les particules d'électricité se comportant comme un fluide incompressible. Le milieu étant isotrope, les lignes de déplacement électrique coïncident avec celles des tensions électriques, partout proportionnelles au déplacement. La distorsion que les cellules éprouvent, par la pression des particules électriques, induit une pression élastique dans toutes les directions perpendiculaires à celle du déplacement, de sorte qu'il existe, dans le milieu, une pression à angles droits des lignes de force.

Supposons maintenant que nous ayons, dans le champ, deux corps également chargés d'électricité positive : chacun d'eux occasionne un déplacement centrifuge du milieu ; mais, les particules électriques se comportant comme un fluide incompressible, il est clair qu'il ne peut pas y avoir de lignes de déplacement d'un corps à l'autre, et que les lignes de déplacement entre les corps se courberont, de manière à s'éviter, comme se courberaient et s'éviteraient les lignes d'écoulement émanant de deux tuyaux alimentant le même réservoir. Les lignes de déplacement, et par conséquent les lignes de force qui coïncident avec elles, se courberont donc exactement comme les lignes de force magnétiques représentées par la *fig. a*, et la pression du milieu, à angle droit de ces lignes, occasionnera une répulsion apparente des corps électrisés.

Pour un même déplacement, c'est-à-dire pour les mêmes charges des petits corps électrisés, la répulsion sera proportionnelle à l'élasticité du milieu ; elle est aussi proportionnelle au produit des charges, ou, puisqu'elles sont égales, à leur carré.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Supposons que l'on remplace le milieu par un milieu plus élastique, il faudra, pour maintenir la même répulsion entre les corps, diminuer le déplacement électrique, et par conséquent leurs charges, de façon que le produit de ces charges, ou leur carré, varie en raison inverse de l'élasticité du milieu.

Chacune des charges devra donc varier en raison inverse de la racine carrée de l'élasticité du milieu, quand on changera de diélectrique.

Unité électrostatique d'électricité. — Si donc on définit l'unité électrostatique d'électricité, la quantité « d'électricité positive qui, agissant sur une quantité égale, à l'unité de distance, la repousse avec l'unité de force », cette unité variera, avec la nature du diélectrique, en raison inverse de la racine carrée de son élasticité.

Or, l'attraction et la répulsion entre deux charges données d'électricité varie en raison inverse de la capacité inductive spécifique du diélectrique, de sorte que l'unité électrostatique d'électricité varie proportionnellement à la racine carrée de la capacité inductive spécifique, qui se trouve être ainsi inversement proportionnelle à l'élasticité du milieu.

Unité électromagnétique d'électricité. — Considérons deux fils parallèles traversés par des courants égaux et de même sens. Toutes choses égales, la vitesse des tourbillons moléculaires, en un point quelconque, est proportionnelle à l'intensité des courants, et nous savons que leur attraction est proportionnelle au produit des intensités des deux courants ou au carré de l'une d'elles. La pression déterminée par les vortex est, d'autre part, toutes choses égales, proportionnelle à leur densité et au carré de leur vitesse.

Si l'on maintient l'attraction entre les fils constante, mais en changeant la densité du milieu, la vitesse des vortex variera en raison inverse de la racine carrée de cette densité; mais cette vitesse est proportionnelle à l'intensité des courants; il en résulte que l'intensité de chacun des courants devra varier en raison inverse de la racine carrée de la densité du milieu.

Si donc on définit l'unité électromagnétique de courant « comme le courant qui, en passant dans un certain fil, attire avec l'unité de force un courant égal passant dans un autre fil donné », l'unité de courant et, par conséquent, l'unité électromagnétique d'électricité, qui est la quantité d'électricité passant par seconde à travers une section quelconque du

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

fil transportant l'unité de courant, varieront en raison inverse de la racine carrée de la densité du milieu.

Rapport des unités électrostatique et électromagnétique. — Le rapport des unités électromagnétique et électrostatique d'électricité sera donc proportionnel au rapport de la racine carrée de l'élasticité du milieu à celle de sa densité. Mais on sait que ce rapport est égal à la vitesse de propagation des vibrations transversales dans ce milieu; le rapport de ces unités est donc une vitesse concrète, proportionnelle à la vitesse de propagation d'une perturbation électromagnétique, ou des mouvements tourbillonnaires précédemment décrits, à travers le diélectrique.

Si les unités sont choisies dans le système ordinaire, ce rapport est non seulement proportionnel, mais égal à cette vitesse.

Dans un Mémoire publié aux *Philosophical Transactions* pour 1868, le professeur Maxwell décrivit une expérience ayant pour objet de déterminer le rapport des unités d'électricité électrostatique et électromagnétique, lorsque l'air est le diélectrique. Le principe de la méthode consiste à équilibrer l'attraction entre deux disques électrisés, par la répulsion exercée entre deux hélices de fils parcourus par des courants de sens contraires. L'un des disques et l'une des hélices étaient placés à l'une des extrémités du fléau d'une balance de torsion; l'autre extrémité portait une troisième hélice parcourue par le même courant que les deux autres, afin d'éliminer l'action magnétique de la terre sur l'hélice suspendue; l'autre disque et la deuxième hélice étaient fixes. Cet appareil se trouve maintenant dans le laboratoire de Cavendish (1).

Cette expérience donna, pour le rapport des unités, une vitesse de 288 000 000 de mètres par seconde; la vitesse obtenue par Weber et Kohlraush, par une autre méthode, est de 310 740 000^{m}. La pile employée pour les charges électrostatiques était une pile de M. Gassiot, de 2600 éléments au sublimé corrosif. L'exactitude de ces résultats dépend de celui de l'unité BA de résistance, la vitesse étant, en fait, représentée par une résistance de 28^{ohms},8 (2).

Vitesse de la lumière. — Or, d'après la théorie des ondulations, la lumière consiste en vibrations transversales d'une substance élastique remplissant l'espace et pénétrant les corps, et sa vitesse, déterminée par Foucault, est de 298 000 000 de mètres par seconde, ou à peu

(1) *Voir* Gordon, *Traité expérimental d'électricité*, t. II, p. 500.
(2) *Voir* Mascart et Joubert, *Électricité et Magnétisme*, t. I, p. 221.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

près égale à la moyenne des résultats obtenus par Maxwell, Weber et Kohlraush pour la vitesse de propagation des ébranlements électromagnétiques. S'il en était réellement toujours ainsi, un même milieu servirait à rendre compte des phénomènes électrostatiques et lumineux et de la propagation de la lumière, qui serait, par conséquent, de même nature que les perturbations électromagnétiques.

Lorsqu'une perturbation électromagnétique se produit dans un isolant parfait, nous avons vu qu'elle devait se transmettre à une distance illimitée, car il ne peut pas se produire de glissement entre les particules électriques et les cellules, et, comme les particules elles-mêmes ne peuvent se déplacer qu'en induisant une déformation correspondante dans le milieu, il ne se présente aucune issue à l'énergie de la perturbation électromagnétique, qui doit, par conséquent, se communiquer à l'infini de cellule à cellule.

Opacité des conducteurs. — Mais, si le milieu est conducteur, c'est-à-dire si les particules électriques peuvent subir un déplacement permanent en passant de molécule à molécule, malgré une résistance de frottement et sans aucune tendance au retour, l'énergie de la perturbation magnétique se dissipera graduellement; en effet, les particules électriques, au lieu de transmettre la totalité du mouvement d'une couche de cellules à la couche voisine, se mettront alors elles-mêmes en mouvement, et une partie de l'énergie se dissipera en chaleur, au lieu de se transmettre à la couche extérieure des cellules. La perturbation diminuera par conséquent sans cesse, à mesure de sa propagation, jusqu'à devenir insensible; elle se comportera comme deux roues reliées par un pignon différentiel dont le mouvement épicycloïdal est retardé par des forces de la nature du frottement. Les ébranlements électromagnétiques ne peuvent donc pas se propager dans les conducteurs d'électricité, et nous en concluons que tous les corps véritablement conducteurs doivent être *opaques* à la lumière.

Transparence des électrolytes. — Anomalie des feuilles d'or. — On s'explique maintenant sans difficulté la transparence des électrolytes, telles que les dissolutions salines, puisque le transfert de l'électricité s'y opère par un procédé entièrement différent de la véritable conduction et plus analogue à la convection de la chaleur, mais Maxwell fit remarquer que les feuilles d'or sont beaucoup plus transparentes que ne l'indiquerait la théorie. C'est ainsi qu'une feuille d'or, dont la résistance est telle qu'elle n'aurait dû laisser passer que les 10^{-50} de la lumière incidente, quantité

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

tout à fait imperceptible, laisse passer une lumière verte parfaitement sensible. Maxwell n'arrive à concilier ce fait avec sa théorie qu'en supposant « qu'il y a moins de dissipation d'énergie lorsque les forces électromotrices changent de sens avec la rapidité des vibrations lumineuses que lorsqu'elles agissent pendant des temps appréciables, comme dans nos expériences ».

Relation entre la capacité inductive spécifique et l'indice de réfraction. — Nous avons vu que la vitesse de transmission d'une perturbation électromagnétique est exprimée, dans un milieu quelconque, par le rapport de la racine carrée de l'élasticité du diélectrique à celle de sa densité, et que l'élasticité de ce milieu est inversement proportionnelle à sa capacité inductive, tandis que sa densité correspond à sa perméabilité magnétique. Nous en concluons que la vitesse de transmission des perturbations électromagnétiques varie en raison inverse des racines carrées de la capacité inductive spécifique et de la perméabilité magnétique du diélectrique, et qu'il doit en être de même pour la lumière, si elle est véritablement une perturbation électromagnétique.

Or, la perméabilité magnétique des corps les plus transparents, tels que le quartz, le verre, le soufre, les hydrocarbures, ne diffère pas sensiblement de celle du vide, de sorte que, dans ces substances, la vitesse de la lumière doit être inversement proportionnelle à la racine carrée de leur capacité inductive spécifique, ou, puisque l'indice de réfraction d'un milieu est égal au rapport de la vitesse de la lumière dans le vide à sa vitesse dans ce milieu, cet indice doit être proportionnel à la racine carrée de la capacité inductive spécifique.

Comme toutes nos mesures des capacités inductives spécifiques se rapportent à des actions des forces électromotrices beaucoup plus prolongées que la durée d'une vibration lumineuse, nous devons nous attendre à ce que cette dernière relation concorde d'autant plus avec l'expérience qu'il s'agit de vibrations lumineuses plus longues, ou que la capacité spécifique inductive d'un diélectrique devrait être, comme on l'énonce parfois, égale à la racine carrée de son indice de réfraction « *pour une lumière de longueur d'onde infinie* ».

Les résultats des mesures des capacités inductives spécifiques exécutées sur certains liquides par Silow, ainsi que sur les gaz, le soufre, la paraffine et la résine, concordent, autant qu'on pouvait l'espérer, avec cette théorie. Boltzmann a, de plus, constaté que les capacités spécifiques inductives du soufre cristallisé diffèrent le long de ses trois axes de cris-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

tallisation, et que ces différences concordent avec celles des carrés des indices de réfraction, pour la lumière transmise le long de ces trois axes.

Le Dr Hopkinson (*Phil. Trans.*, Part II, 1881) a récemment mesuré les capacités spécifiques inductives de la térébenthine, du pétrole et des huiles d'ozokérite, de castor, de spermacéti et de pied de bœuf. Les hydrocarbures donnent des résultats complètement d'accord avec la théorie de Maxwell, mais les huiles grasses, qui sont des composés de glycérine et d'acides gras, ont des capacités inductives beaucoup trop grandes. Il paraît en être de même avec toutes les variétés de verres essayés par le Dr Hopkinson, dont la capacité spécifique inductive varie de 6,61 dans le cas du flint très léger à 9,896 pour le flint double extra-dense. Dans le cas de la paraffine solide, les résultats du Dr Hopkinson concordent presque entièrement avec ceux de Boltzman et la théorie de Maxwell. Dans le cas des verres et des huiles grasses, leur capacité spécifique inductive, très élevée, est associée à une constitution chimique complexe, les verres consistant essentiellement en silicates métalliques terreux et alcalins.

La détermination de la capacité spécifique inductive du verre est accompagnée de grandes difficultés, en raison du phénomène connu généralement sous le nom de *charge résiduelle* ou *absorption électrique*, c'est-à-dire, de la conservation *apparente* de l'électricité dans la substance du verre. C'est un sujet auquel Maxwell prit le plus vif intérêt; il a présenté, dans son Ouvrage sur l'*Électricité et le Magnétisme*, une image mécanique de cette action, dans l'hypothèse qu'elle est due à un manque d'homogénéité du verre dont il supposait que certaines parties conduisent l'électricité moins mal que les autres.

Maxwell a imaginé, pour mesurer la capacité spécifique inductive, une méthode expérimentale très belle, mise en pratique par M. J.-E.-H. Gordon, qui parvint à renverser le sens de la tension électrique dans le verre jusqu'à 12000 fois par seconde; mais ce n'est encore qu'une extrême lenteur à côté des ondulations rapides de la lumière. La réduction des observations faites avec les appareils de M. Gordon comporte d'autre part de grandes difficultés mathématiques; il ne faut par conséquent en accepter les résultats qu'avec réserve, qu'ils confirment ou non la théorie [1].

En appliquant l'hypothèse des tourbillons moléculaires à l'action d'un champ magnétique sur la lumière polarisée, Maxwell démontre que le seul

---

[1] Gordon, *Traité expérimental*, t. I, p. 171.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

effet que les vortex auraient sur la lumière serait de faire tourner le plan de polarisation dans la même direction qu'eux, et d'un angle proportionnel

A, à l'épaisseur de la substance,

B, à la composante de la force magnétique parallèle au rayon,

C, à l'indice de réfraction du rayon,

D, à l'inverse de la racine carrée de la longueur d'onde dans l'air,

E, au rayon moyen des vortex,

F, à la capacité d'induction magnétique.

La relation E, entre la grandeur de la rotation et la dimension des vortex, montre que la puissance rotatoire de diverses substances peut différer sans que ces substances présentent entre elles aucune autre différence; nous ne connaissons absolument rien de la dimension absolue des vortex et, d'après notre hypothèse, les phénomènes optiques sont probablement les seules données que nous possédons pour la détermination de leurs dimensions relatives, dans les différentes substances.

Corps diamagnétiques et paramagnétiques. — Indépendamment de l'action des champs magnétiques sur la lumière polarisée, tous les phénomènes du diamagnétisme peuvent s'expliquer par l'hypothèse d'une perméabilité magnétique des substances diamagnétiques inférieure à celle du vide, de sorte qu'elles se comportent comme des substances paramagnétiques plongées dans un milieu plus magnétique qu'elles-mêmes; mais Maxwell a fait remarquer « qu'il résulte, de la découverte faite par Verdet que les substances magnétiques exercent, sur la lumière, une action opposée à celle des diamagnétiques, que la rotation moléculaire doit être opposée dans ces deux classes de corps ».

Nous ne pouvons par conséquent pas, dit-il, considérer plus longtemps les substances diamagnétiques comme ayant un coefficient d'induction magnétique moindre que celui de l'espace privé de matière sensible : nous devons considérer les états magnétique et paramagnétique comme *opposés* et les vortex des corps diamagnétiques, ou tout au moins leur majorité influente, comme tournant dans la direction suivant laquelle l'électricité positive circule dans la bobine magnétisante : les vortex des corps paramagnétiques tournent dans le sens opposé.

Nous ne saurions mieux terminer cet exposé de l'hypothèse des tourbillons moléculaires qu'en citant le texte même de Maxwell [1].

Je pense que nous avons tout lieu de croire qu'il se produit, dans le champ magnétique, un phénomène de rotation; que cette rotation est accomplie

---

[1] *Electricity and Magnetism*, t. II, art. 831, 1re éd.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

par un grand nombre de très petites portions de matière tournant chacune autour de son axe propre, parallèle à la direction de la force magnétique, et que les rotations de ces différents vortex sont rendues solidaires les unes des autres par quelque mécanisme de liaison.

La tentative que j'ai faite, d'imaginer un appareil représentatif de ce mécanisme, doit être prise pour ce qu'elle est, c'est-à-dire pour une simple démonstration de la possibilité d'imaginer un mécanisme capable de réaliser une transmission mécaniquement équivalente à l'enchaînement réel des parties du champ électromagnétique. Le problème de la détermination du mécanisme nécessaire pour établir un système de liaisons donné entre les mouvements des parties d'un système est, en effet, toujours susceptible d'une infinité de solutions, plus ou moins encombrantes ou complexes, mais satisfaisant toutes aux conditions générales de la Mécanique.

Les résultats suivants de la théorie sont, quoi qu'il en soit, de la plus haute importance.

1° La force magnétique est l'effet de la force centrifuge des vortex.

2° L'induction électromagnétique des courants est l'effet des forces mises en jeu lorsque la vitesse des vortex change.

3° La force électromotrice provient de l'effort moléculaire (*stress*) exercé sur le mécanisme de liaison des vortex.

4° Le déplacement électrique provient du déplacement élastique (*elastic yelding*) du mécanisme de liaison.

Dans un Mémoire intitulé *Théorie dynamique du champ électromagnétique*, lu le 8 décembre 1864 devant la Société royale, Maxwell déduisit les résultats précédents, par des raisonnements purement mécaniques, de la seule hypothèse de l'existence d'un milieu susceptible de recevoir et d'emmagasiner de l'énergie potentielle et cinétique, et, par conséquent, d'accomplir un travail en « revenant de son déplacement en vertu de son élasticité ». Les différentes parties du milieu sont reliées par « des mécanismes compliqués, susceptibles d'une grande variété de mouvements, mais, en même temps, tellement solidaires que le mouvement de l'une des parties dépend, suivant des relations définies, des mouvements des autres, ces mouvements étant communiqués par des forces provenant des déplacements relatifs des parties solidaires, en vertu de leur élasticité ». Nous avons des preuves de l'existence d'un pareil milieu, indépendantes des actions électriques ; en ce qui concerne son mécanisme, on ne fait, dans ce Mémoire, aucune tentative pour le définir. Ce Mémoire est considéré comme le plus important des travaux de Maxwell en électricité ; nous en avons déjà signalé la plupart des résultats.

Action à distance. — Le passage suivant présente un bon exemple de l'ironie humoristique de Maxwell, dont on trouve tant de traits dans ses œuvres scientifiques. Il discute certains développements de Bernhard

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

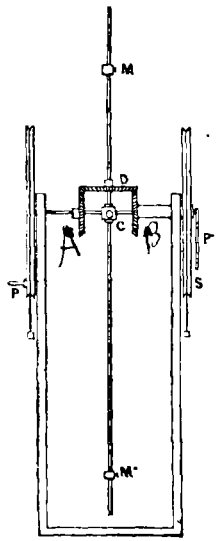
Riemann Lorenzo, sur la théorie de l'électromagnétisme de Weber et de Neumann, basée sur ce que l'action entre deux quantités d'électricité est une action directe à distance et dépend, non seulement de leur distance, mais aussi de leur mouvement relatif.

Nous pouvons, dit-il, déduire, des hypothèses admises dans ces deux Mémoires, deux conclusions : 1° que l'action et la réaction ne sont pas toujours égales et opposées; 2° que l'on peut construire un appareil susceptible de développer de lui-même une quantité illimitée de travail....

Je pense que l'on ne peut échapper à ces remarquables déductions des derniers développements de la théorie de Neuman et de Weber qu'en reconnaissant l'action d'un milieu dans les phénomènes électriques.

Appareil représentatif de l'induction. — Lorsqu'il dirigeait le laboratoire de Cavendish, Maxwell fit construire un appareil mécanique qui donne une image très claire des principaux phénomènes des courants induits; il se compose, comme mécanisme, d'un simple train différentiel, tel qu'on en emploie souvent pour les dynamomètres destinés à mesurer les travaux absorbés par les machines. Cet appareil est représenté par la *fig. d.*

Fig. *d.*



La roue à gorge P est calée sur le même arbre que la roue d'angle A, qui tourne, par conséquent, avec elle; la rotation de cette pièce représente

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

le courant primaire ; la seconde roue d'angle D est folle sur l'arbre CD, qui forme l'un des quatre bras de la croix CMM', dont on ne voit que deux sur la figure, libre de tourner sur l'arbre central A. On peut fixer les poids M, M' en une position quelconque sur ces bras, de façon à modifier le moment d'inertie de la croix, qui constitue la pièce différentielle du mécanisme. La troisième roue d'angle B est calée sur le même arbre creux que la poulie S, identique à P, et la rotation de la pièce BS représente le courant du circuit secondaire : comme le manchon BS tourne librement sur l'arbre AC, les roues A et B peuvent tourner indépendamment l'une de l'autre, à l'exception de leur liaison par la roue D. P' est un index attaché à l'arbre intérieur A et tournant avec P ; autour de chacune des poulies P et S est passé un fil portant un petit poids ; ces fils agissent comme des freins, dont les frottements représentent respectivement les résistances des circuits primaires et secondaires. Le moment d'inertie de la croix chargée, ou de la pièce différentielle, représente ceux des cellules qui constituent les tourbillons moléculaires dans le diélectrique ; une fois en rotation, son énergie cinétique représente l'énergie des vortex et son *momentum* angulaire est proportionnel au *momentum* électromagnétique du système. Les moments d'inertie des autres parties du mécanisme sont très faibles en comparaison de celui de la croix. Les mouvements de la croix et de la roue D doivent subir aussi peu de frottements que possible.

Supposons que l'on fasse tourner la roue P, dont la rotation figure le passage d'un courant dans un fil primaire P ; la lourde croix ne se mettra pas de suite en mouvement, mais la roue D tournera d'abord autour de CD et communiquera son mouvement à B et à S, dont la rotation, en sens opposé de P, représentera le passage, dans le circuit secondaire, d'un courant de sens opposé au courant primaire.

Mais le mouvement de S est gêné par le frottement de son frein : il faut donc que D exerce, pour le mener, une force finie sur B. La réaction de B et l'effort exercé par A tendront constamment à faire tourner, dans le même sens que P, la croix dont la vitesse s'accélérera constamment, jusqu'à ce qu'elle arrive à tourner moitié moins vite que P et que D roule sur B, ramené au repos ainsi que S. La pièce BS restera immobile, tant que la rotation de P demeurera constante, ce qui correspond à la cessation du courant dans le circuit secondaire, tant que celui du courant primaire demeure constant ; mais, si P s'accélère, S tournera dans un sens opposé au mouvement de P.

Supposons maintenant que l'on arrête brusquement P : l'énergie ciné-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

tique du croisillon le forcera à tourner jusqu'à ce qu'il ait surmonté un travail résistant équivalent, et, l'engrenage A étant au repos, D roulera sur lui et forcera BS à tourner dans le même sens que la croix, c'est-à-dire, dans le sens du premier mouvement de P. Quelle que soit la résistance opposée au mouvement de S, elle sera vaincue, et la roue S tournera jusqu'à ce qu'elle ait absorbé un travail équivalent à l'énergie cinétique primitive du croisillon. Ce phénomène correspond au courant induit dans l'hélice secondaire par l'arrêt du courant primaire, de même direction que lui, et qui dure jusqu'à ce que l'énergie de rotation des vortex ait été dépensée en travaux contre les résistances électriques.

Si l'on maintient S immobile, il faut, pour imprimer une même accélération à P, déployer un plus grand effort que si S est libre de tourner, parce que P ne peut plus alors se mouvoir qu'en entraînant le croisillon dont le moment d'inertie est considérable. Si l'on arrête alors brusquement P, le mécanisme reçoit un choc violent et la roue S glisse, si fortement qu'on la tienne. La force appliquée en S correspond, par exemple, à une solution de continuité de l'hélice secondaire suffisante pour empêcher la formation d'une étincelle quand on ferme le courant primaire; mais, lorsqu'on interrompt brusquement le courant primaire, comme dans la bobine de Ruhmkorff, il jaillit une étincelle disruptive dans l'air, entre les pôles du fil primaire. Si l'expérimentateur qui s'efforce de maintenir la roue S est inexpérimenté, il en subit un effet analogue très frappant.

Si l'on insère, dans la roue S, un butoir que l'on fait porter sur un ressort fixé au bâti du mécanisme, on a l'image d'une hélice secondaire dont on rompt le circuit, en y intercalant une bouteille de Leyde avec ses deux armatures reliées aux extrémités du fil. Lorsque la rotation de P varie, S commence par tourner en fléchissant le ressort, comme un courant dans l'hélice secondaire charge une bouteille de Leyde. Si le ressort est très flexible, de sorte qu'il doive absorber un travail considérable avant d'échapper à la butée, le courant primaire peut avoir acquis sa pleine force avant que cet échappement se produise, ce qui correspond au cas d'une bouteille d'une capacité trop grande pour pouvoir être chargée à un potentiel suffisant pour produire l'étincelle. Dans ce cas, il n'y a pas d'étincelle ; mais, lorsque la réaction entre les roues D et B diminue, à cause de la diminution de l'accélération de P, le ressort se détend, en repoussant la roue S en arrière; c'est le cas où, dans des circonstances analogues, la bouteille de Leyde se décharge lentement à travers l'hélice secondaire, en renversant l'opération par laquelle elle a été chargée.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Il faut, bien entendu, ne pas chercher à tirer de cet appareil les leçons qu'il ne peut pas enseigner, et de se rappeler que la marche de son mécanisme ne représente pas l'action électrique sous *tous* ses aspects.

Maxwell rendit, pendant longtemps, de grands services à l'Institution royale, surtout en électricité. En 1882, il fut nommé membre de la Commission des Résistances électriques. Dans le Rapport présenté en 1863, l'Appendice *Sur les relations élémentaires entre les mesures électriques* est dû à Maxwell et à Fleeming Jenkin; la description générale de la méthode employée pour la détermination de l'ohm, ou l'unité BA de résistance, ainsi que la théorie mathématique et les détails des expériences, sont dus à Maxwell. Il travailla de nouveau cette question en 1863-1864, au laboratoire de King's College.

En 1869, les résultats des expériences de Maxwell sur le rapport des unités d'électricité électromagnétiques et électrostatiques, dont nous avons parlé plus haut, furent exposés dans son Mémoire présenté à l'Association britannique, au meeting de Dublin, et constituent le dernier Rapport de la Commission.

En 1874, le professeur Maxwell fut élu membre de la Commission nommée par l'Association britannique pour l'étude des lois de Ohm; la majeure partie des travaux de cette Commission furent exécutés par le professeur Chrystal, dans le laboratoire de Cavendish, sous la direction et à la suggestion de Maxwell; on en trouvera un compte rendu dans le Rapport présenté à l'Association, au meeting de Glasgow, en 1876.

Mémoires de Cavendish. — Nous devons, avant de terminer notre Notice sur les travaux de Maxwell en électricité, dire quelques mots de sa préparation, pour l'impression, des *Electrical Researches of the Honourable Henry Cavendish*, publiées en 1879, quelques semaines seulement avant la mort de Maxwell. La somme considérable de travail que Maxwell dépensa pour cette publication, pendant les dernières années de sa vie, n'est connue que de ceux qui le fréquentaient habituellement. Il copia presque tout le manuscrit de sa main, la nuit, pendant la longue maladie de sa femme; tout passage, toute allusion obscure, devenait le sujet de longues et patientes recherches; il dut entretenir une volumineuse correspondance avec le bibliothécaire de la Société royale et avec ses amis, savants et littérateurs, pour recueillir les renseignements nécessaires sur la signification de termes ou de symboles anciens et sur l'histoire des savants du temps de Cavendish.

Outre ces travaux et la comparaison des résultats obtenus par Caven-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

dish avec ceux de savants postérieurs, Maxwell répéta un grand nombre de ses expériences, presque sous leur forme originelle, mais en employant, pour les mesures, des appareils modernes. L'Introduction et les Annexes de ce travail dénotent une investigation patiente et sagace, une érudition considérable dans la littérature du sujet. Maxwell n'était pas un de ces penseurs qui ne lisent que leurs Ouvrages; sa connaissance, non seulement de la littérature scientifique, mais aussi de presque tous les autres genres d'ouvrages, était étonnante : il pouvait, en général, chaque fois que l'on traitait devant lui une question de Physique, rendre compte de presque tout ce qui en avait été publié.

Il serait presque impossible de rendre ici un compte exact des travaux de Maxwell à l'occasion des Mémoires de Cavendish; nous citerons, néanmoins, une de ses expériences, en raison de son importance intrinsèque et de l'intérêt qu'y attachait Maxwell.

Cavendish décrit (*Electrical Researches*, p. 104) l'expérience suivante :

Il enferma une sphère de $12^{po},1$ de diamètre entre deux hémisphères de $13^{po},3$ à charnières, et manœuvrés par des fils de soie, puis il établit le contact entre la sphère et les hémisphères. Après avoir chargé la sphère extérieure, rompu le contact et enlevé les hémisphères, il trouva la sphère intérieure déchargée, ou, tout au moins, trop faiblement chargée pour affecter son électromètre à balles de résine. Connaissant la sensibilité de cet appareil, Cavendish en conclut que l'action électrique devait varier en raison inverse des puissances $2 - \frac{1}{50}$ ou $2 + \frac{1}{50}$ des distances, et qu'elle variait, par conséquent, en raison inverse de leurs carrés.

Maxwell plaça une sphère en cuivre, de 10 pouces environ de diamètre, dans une sphère de même métal formée par deux hémisphères de 12 pouces, en la supportant par un anneau d'ébonite, afin de rendre les deux sphères concentriques. La sphère extérieure, parfaitement isolée, était percée d'un petit trou fermé hermétiquement par un clapet, auquel était attaché un fil qui reposait sur la sphère intérieure quand le trou était fermé. Le clapet tournait autour d'une charnière métallique de la sphère extérieure, manœuvrée par des fils de soie passant sur une poulie à la portée de l'opérateur. Lorsque le clapet était levé, on pouvait établir, en lâchant un second fil de soie, une liaison métallique avec la sphère intérieure.

On fermait d'abord le clapet, puis on chargeait la sphère extérieure avec une bouteille de Leyde, que l'on emportait immédiatement dans une autre salle, où se trouvait la machine électrique : on levait le clapet, on déchargeait la sphère extérieure en la reliant à la terre, puis on mettait, au

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

moyen du fil précité, la sphère intérieure en communication avec un électromètre à quadrant. On ne pouvait y reconnaître aucune trace d'électricité.

Afin de vérifier l'exactitude de la méthode, on répétait l'expérience après avoir placé, à $0^m,60$ environ de l'appareil, une petite sphère de laiton isolée : la grosse sphère de cuivre étant chargée, on reliait à la terre la boule de laiton, de façon à y induire une petite charge négative par l'électricité positive de la sphère de cuivre; on pouvait facilement calculer le rapport de ces charges. On isolait ensuite la boule de laiton, on déchargeait la sphère de cuivre, et l'on ne trouvait, comme auparavant, aucune charge sur la sphère intérieure. On déchargeait alors la boule de laiton, en maintenant la sphère extérieure isolée, et l'on constatait qu'il se trouvait, sur la sphère extérieure, assez d'électricité pour imprimer au galvanomètre une déviation environ 300 fois plus grande que celle qui correspond à sa limite de sensibilité. Or, lorsque la boule de laiton était isolée, sa charge négative était égale au $\frac{1}{65}$ environ de la charge primitive de la sphère de cuivre, sur laquelle elle induisait ensuite, quand on la reliait à la terre, une charge positive égale au $\frac{1}{486}$ environ de sa charge primitive.

Le $\frac{1}{486}$ de la charge primitive était donc 300 fois environ plus grand que la plus faible charge sensible au galvanomètre. Il en résulte que l'indice des distances, dans la loi des actions électriques, ne peut différer de 2 que de $\frac{1}{21600}$ environ. Ces expériences furent exécutées au laboratoire de Cavendish, par M. Mac Alister, de Saint-John's College; Maxwell en donne la description et la théorie complète dans la Note IX des *Mémoires de Cavendish*.

L'idée que l'électricité se comporte, dans les conducteurs où elle circule, comme un fluide incompressible, date, au moins, de Cavendish; mais, avant d'avoir lu les Mémoires de ce savant, Maxwell pensait que toute décharge électrique comporte un déplacement d'électricité dans un circuit fermé, l'électricité se comportant, dans les conducteurs et les diélectriques, comme un fluide incompressible. Aussi, lorsque l'on décharge une bouteille de Leyde, une certaine quantité d'électricité s'écoule de l'armature intérieure à l'armature extérieure, à travers le bouton, mais il passe une quantité égale d'électricité à travers une surface quelconque tracée dans le verre, de manière à comprendre l'armature intérieure et à exclure l'armature extérieure. On peut donc considérer ce verre comme complétant un circuit fermé à travers chaque section duquel circule la même quantité d'électricité. De même, si l'on communique de l'électricité positive à un conducteur au moyen d'un fil qui sert d'*électrode*, il sort, de

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

la surface du conducteur, une quantité égale d'électricité forcée dans le diélectrique environnant, et qui occasionne un transfert semblable d'électricité à travers toutes les surfaces tracées, dans le diélectrique, autour du conducteur; l'étendue de ce déplacement diminue à mesure que l'on s'éloigne du conducteur et que l'étendue de ces surfaces augmente, mais il se prolonge jusqu'à ce qu'il atteigne un conducteur extérieur par lequel se ferme le circuit.

Aussi, lorsque nous disons que la charge d'un corps augmente, cela signifie qu'il lui est communiqué de l'électricité positive par une *électrode*, mais nous savons qu'il en sort, par sa surface extérieure, une quantité égale, diffusée dans le diélectrique; c'est ce diélectrique qui constitue la seule partie du système réellement affectée par la charge, et dans laquelle réside toute l'*énergie* du corps chargé. Ces idées ont été récemment exposées sous le titre de *Conservation de l'électricité*.

D'après les idées de Maxwell sur la constitution des diélectriques, la diffusion d'une quantité d'électricité dans un diélectrique n'implique pas une condensation de l'électricité, mais une déformation (*strain*) du diélectrique, en raison du déplacement de l'électricité, qui ne peut se mouvoir sans déformer les cellules dont il suppose que le diélectrique est composé.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

PRÉFACE DE L'ÉDITEUR.

La plupart des pages de ce Livre ont été écrites par le professeur Maxwell, il y a environ sept ans, et quelques-unes d'entre elles lui servirent de texte pour une partie de ses Leçons sur l'Électricité, au laboratoire de Cavendish. Le professeur Maxwell semble n'avoir ajouté que très peu de chose à son manuscrit pendant les trois ou quatre dernières années de sa vie, à l'exception de quelques fragments destinés à la dernière partie de l'Ouvrage; on doit l'attribuer, en partie, au temps très considérable et au grand travail qu'il consacra à l'édition des Mémoires de Cavendish : presque tous ces Mémoires ont été copiés de sa main; les recherches expérimentales qu'il entreprit pour corroborer les résultats obtenus par Cavendish, et les enquêtes auxquelles il dut se livrer pour éclaircir toutes les allusions obscures des manuscrits de ce savant, lui imposèrent un travail très assujettissant, qui ne lui laissa que très peu de temps à consacrer à d'autres travaux.

Lorsque le manuscrit du présent Ouvrage tomba en la possession de son éditeur, les huit premiers Chapitres paraissaient entièrement terminés, soigneusement tabulés, avec leurs paragraphes numérotés. Les Chapitres IX et X étaient aussi pourvus de leurs tables des matières, mais leurs paragraphes n'étaient pas numérotés, il y manquait quelques notes et tableaux, et quelques phrases du texte.

La table des matières du Chapitre X mentionnait trois sujets à traiter : le passage de l'électricité à la surface des isolateurs; les conditions de l'étincelle...; l'électrisation par pression, frottement, rupture, ..., sans que l'on pût trouver, dans le texte, aucun article s'y rapportant. On trouva, réunies en liasses manuscrites, quelques parties des Chapitres IX et X, sans aucune indication de la place qu'elles devaient occuper dans l'Ouvrage : tel fut le cas des n°s 174-181, 187-192, 194-196 et 200, que l'on recueillit aussi en une liasse séparée, sans table des matières et sans indication de classement.

Les amis du professeur Maxwell hésitèrent quelque temps sur la ques-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

tion de savoir s'ils publieraient le manuscrit sous sa forme fragmentaire, ou s'ils le laisseraient compléter par un autre auteur, de façon à en réaliser autant que possible le plan conçu par Maxwell; mais, avant qu'on eût pris une décision à cet égard, on suggéra l'idée d'en faire un livre des plus utiles aux élèves, en y intercalant des extraits de l'Ouvrage de Maxwell sur l'*Électricité et le Magnétisme*, de manière à constituer un Traité, en un certain sens complet, de la partie du sujet étudiée dans le premier volume de ce grand Ouvrage. C'est dans cet esprit que l'on a complété le manuscrit de Maxwell, en y intercalant un certain nombre de paragraphes extraits du grand Traité : ils sont indiqués, dans la présente édition, par un astérisque (*), à côté de leurs numéros d'ordre. Les n°s 93-98 et 141 sont identiques aux n°s 118-123 et 58 du grand Traité; leur réimpression dans le présent Ouvrage avait été indiquée par le professeur Maxwell lui-même.

On a pris soin de disposer les articles extraits du grand Traité de Maxwell de manière à troubler le moins possible la continuité du manuscrit du présent Ouvrage. On a même sacrifié, dans quelques cas, à cet objet l'ordre logique des propositions, de sorte que certains sujets, qui sont brièvement traités dans les premières parties du livre, sont examinés de nouveau à la fin de l'Ouvrage.

On a intercalé, dans le Chapitre XII, quelques articles du grand Traité que l'on pourrait peut-être considérer comme peu en harmonie avec le plan général de cet Ouvrage; on l'a fait en raison de la grande valeur des résultats pratiques auxquels ils conduisent.

On peut considérer la dernière partie de la Note du n° 192 comme un commentaire du professeur Maxwell lui-même, sur la méthode proposée par lui, quelques années auparavant, dans le n° 180.

Tous les renvois de l'exactitude desquels on ne saurait rendre le professeur Maxwell responsable, toutes les tables, notes, interpolations insérées par l'éditeur sont compris entre des parenthèses.

Nous donnons ci-après tout ce que l'on a pu recueillir de la Préface de Maxwell.

WILLIAM GARNETT.

Cambridge, août 1881.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

FRAGMENT

DE LA

PRÉFACE DE MAXWELL.

L'objet du présent Ouvrage diffère de celui de mon grand Traité *Sur l'Électricité et le Magnétisme*. Dans ce dernier Ouvrage, on suppose que le lecteur est familiarisé avec les méthodes des Mathématiques supérieures, qui ne sont pas employées dans ce Livre, et l'exposition du sujet est présentée de manière à mettre le lecteur à même d'aborder l'étude mathématique des différents phénomènes de la Science. Dans ce petit Ouvrage, je me suis efforcé d'exposer, sous la forme la plus compacte possible, les phénomènes qui paraissent jeter le plus de lumière sur la théorie de l'électricité, et de les utiliser, chacun à leur place, de manière à développer, dans l'esprit du lecteur, des idées sur l'électricité.

J'ai quelquefois employé, dans le grand Traité, des méthodes que je ne considère pas comme les meilleures en elles-mêmes, mais sans lesquelles le lecteur ne pourrait pas suivre les recherches des fondateurs de la théorie mathématique de l'électricité. Je me suis, depuis, convaincu davantage de la supériorité des méthodes analogues à celle de Faraday, et je les ai, en conséquence, adoptées dès l'abord du sujet.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Dans les deux premiers Chapitres, je décris les expériences qui démontrent les principaux faits se rapportant à la charge électrique, considérée comme une quantité susceptible de mesure.

Le troisième Chapitre, *Sur le travail électrique et l'énergie*, consiste en déductions de ces faits. Ce Chapitre sera, sans doute, utile aux lecteurs au courant des Mathématiques élémentaires, en tendant à préciser davantage leurs idées; ceux qui ne posséderaient pas ces notions pourraient passer ce Chapitre, dans la première lecture du Livre.

Le quatrième Chapitre décrit le champ électrique, ou la région dans laquelle se manifestent les phénomènes électriques.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

TRAITÉ ÉLÉMENTAIRE

D'ÉLECTRICITÉ.

CHAPITRE I.

PRÉLIMINAIRES.

EXPÉRIENCE I. — *Électrisation par le frottement.*

1. Prenez un bâton de cire à cacheter, frottez-le avec un tissu de laine ou de flanelle, puis approchez-le de morceaux de papier dispersés sur une table. Les morceaux de papier se mettront en mouvement, les plus légers se soulèveront sur une de leurs extrémités, quelques-uns sauteront sur le bâton de cire. Ceux qui auront sauté sur la cire s'y attacheront parfois, pour s'en détacher ensuite brusquement.

Il semble, par conséquent, qu'il existe, dans l'espace qui s'étend entre le bâton de cire et la table, une région dans laquelle les corps légers, tels que nos morceaux de papier, sont soumis à certaines forces qui leur font prendre des positions particulières et parfois se mouvoir, tantôt de la table au bâton de cire, tantôt du bâton vers la table.

Ces phénomènes, et d'autres qui s'y rattachent, sont appelés *phénomènes électriques;* on dit que les corps entre lesquels ces forces se manifestent sont *électrisés*, et l'on désigne la région dans laquelle ces phénomènes se manifestent sous le nom de *champ électrique.*

On peut employer, au lieu de la cire à cacheter, d'autres substances, telles que l'ébonite, la gutta-percha, la résine, la gomme arabique et l'ambre; cette substance servit la pre-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

mière à manifester ces phénomènes, et c'est de son nom grec que dérive le mot *électricité*.

On peut aussi faire varier la substance avec laquelle on frotte ces corps; on trouve ainsi que la peau de chat les excite mieux que la flanelle.

Dans cette expérience, les parties frottées de la cire manifestent seules ces phénomènes, et quelques-unes des parties de ces surfaces frottées sont, en apparence, plus actives que les autres. En fait, la distribution de l'électricité sur la surface du bâton de cire dépend de son état antérieur, et cela d'une manière si compliquée, qu'il serait très difficile d'en faire l'étude. Il existe, cependant, d'autres corps susceptibles d'être électrisés, et sur lesquels l'électricité se distribue d'une manière définie : nous les emploierons, par conséquent, de préférence.

Le fait que certains corps, après avoir été frottés, paraissent en attirer d'autres, était connu des anciens. Dans les temps modernes, on a observé un grand nombre d'autres phénomènes, que l'on peut rapporter à ces effets d'attraction : on les a classés sous le nom de phénomènes *électriques*, parce que l'ambre, ἤλεκτρον, est la première substance qui les ait manifestés.

D'autres corps, notamment la pierre d'aimant et des morceaux de fer et d'acier, soumis à certaines opérations, manifestent aussi, on le sait depuis longtemps, des phénomènes d'action à distance. Ces phénomènes, et d'autres qui en dérivent, diffèrent des phénomènes électriques; on les a classés sous le nom de phénomènes *magnétiques*, parce que l'on trouve la pierre d'aimant, μάγνης, dans la province de Magnésie.

On a découvert ensuite que ces deux classes de phénomènes sont reliées l'une à l'autre; la science des relations actuellement connues, entre les différents phénomènes de ces deux classes, constitue l'*électromagnétisme*.

Expérience II. — *Électrisation d'un conducteur.*

2. Prenez une plaque métallique, posez-la sur trois supports en verre bien secs; placez ensuite sur la table une plaque d'ébonite, une feuille de gutta-percha ou de papier

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

d'emballage, frottez-la avec une peau ou de la flanelle, enlevez-la par ses bords et posez-la sur la plaque de métal, en ayant soin de ne pas toucher cette dernière avec les doigts.

La plaque métallique se montrera électrisée, des morceaux de papier ou de feuilles d'or placés au-dessous d'elle seront vivement attirés; si l'on approche le bout du doigt des bords de la plaque, il en jaillira une étincelle qui provoquera une sensation particulière, et la plaque ne manifestera plus ensuite aucune propriété électrique : on dit alors qu'elle s'est *déchargée*. On occasionnera un phénomène semblable en approchant de la plaque une tige de métal tenue à la main : on verra jaillir une étincelle; la plaque sera déchargée, mais on éprouvera une sensation un peu différente.

Au contraire, si l'on approche de la plaque électrisée, au lieu d'une tige métallique, une tige de verre, un bâton de cire à cacheter ou un morceau de caoutchouc, il n'y aura plus d'étincelle, plus de sensation ni de décharge. La décharge s'effectue donc à travers les métaux et le corps humain, mais pas à travers le verre, la cire à cacheter ni la gutta. On peut donc diviser les corps en deux classes : les conducteurs, ou ceux qui transmettent la décharge, et les non-conducteurs, au travers desquels la décharge n'a pas lieu.

Dans les expériences électriques, il faut supporter, au moyen de corps non conducteurs, les corps conducteurs dont on veut maintenir la charge constante; dans l'expérience actuelle, la plaque métallique était posée sur des supports en verre, afin d'en empêcher la décharge : on peut employer, comme supports, le verre, l'ébonite, la gutta-percha, ou suspendre le conducteur à des cordons de soie blanche. On appelle *isolateurs* les corps solides non conducteurs employés dans ce but. Les fils de cuivre sont parfois entourés d'un fil de soie, ou enveloppés de caoutchouc, pour les empêcher d'entrer en communication électrique avec les corps environnants : on dit alors qu'ils sont *isolés*.

Les métaux sont bons conducteurs : l'air, le verre, la gutta-percha, le caoutchouc, l'ébonite, la paraffine sont de bons isolants; mais, comme nous le verrons plus bas, toutes les substances résistent au passage de l'électricité et toutes se laissent traverser par elle, bien qu'à des degrés extrêmement

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

divers. Pour le présent, nous ne considérerons que deux espèces de corps, les bons conducteurs et les bons isolants.

Expérience III. — *Électrisations positive et négative.*

3. Prenons une autre plaque métallique, isolons-la comme la première, puis, après avoir déchargé la première plaque, enlevons la feuille électrisée qui la recouvre et posons cette feuille sur la deuxième plaque : nous pourrons constater que les deux plaques métalliques sont maintenant électrisées. Si l'on fait alors toucher, à la première plaque, une balle de sureau ou de résine, suspendue à un fil de soie, elle en est brusquement repoussée, puis attirée par la seconde plaque : si l'on fait ensuite toucher à la balle de sureau la seconde plaque, elle en sera repoussée, puis attirée par l'autre. Les électrisations de ces deux plaques sont donc d'espèces différentes, puisque chacune d'elles attire ce que l'autre repousse. Si l'on fait toucher les deux plaques à la fois par un même fil métallique, elles se déchargent complètement. Si l'on emploie deux balles de résine, et si on les suspend l'une à côté de l'autre, après leur avoir fait toucher la même plaque métallique, elles se repoussent; elles s'attirent, au contraire, si on leur a fait toucher des plaques différemment électrisées.

Donc, les corps électrisés de la même manière se repoussent et les corps électrisés en sens contraires s'attirent.

Si nous distinguons une de ces espèces d'électrisation en l'appelant *positive,* nous devons appeler l'autre *négative.* Nous n'avons aucune raison physique pour assigner le nom de *positive* à l'une de ces électrisations plutôt qu'à l'autre, mais tous les savants appellent habituellement *positive* l'espèce d'électricité que les surfaces de verre poli manifestent après avoir été frottées avec un amalgame de zinc étendu sur du cuir. C'est une affaire de pure convention, mais c'est une convention utile, pourvu que nous nous rappelions qu'elle est arbitraire, comme celle d'après laquelle on considère, sur les figures de Géométrie analytique, les distances horizontales comme positives ou négatives, suivant qu'elles sont portées à droite ou à gauche du point d'origine.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Dans nos expériences avec une feuille de gutta-percha excitée par le frottement d'une flanelle, l'électrisation de la feuille et de la plaque de métal sur laquelle elle repose est négative; celle de la flanelle et de la plaque de métal, après en avoir enlevé la feuille de gutta-percha, est positive.

EXPÉRIENCE IV. — *Électrophore de Volta.*

4. Cet appareil convient très bien aux expériences électriques: il est beaucoup plus compact qu'aucun autre appareil électrisant. Il se compose de deux disques et d'une poignée isolante qui peut se visser au dos de l'un d'eux. L'un de ces disques est formé d'un gâteau de résine ou d'ébonite, consolidé à l'arrière par un disque de métal. Au centre de ce gâteau, se trouve un axe métallique en communication avec le disque de métal, affleurant juste à la surface extérieure de l'ébonite; on électrise cette surface en la frappant avec une pièce de flanelle ou une peau de chat. L'autre disque est entièrement métallique; lorsqu'on l'approche du premier disque, au moyen de la poignée isolante, et que l'on arrive à une certaine distance de l'axe de métal, il jaillit une étincelle; si l'on sépare alors les deux disques, le disque mobile, de métal, se trouve chargé positivement, et le disque fixe, d'ébonite et de métal, négativement.

Dans le maniement de cet appareil, l'un des disques, celui qui reste fixe, est toujours en rapport avec un conducteur, tandis que l'autre est en rapport, alternativement, avec le premier disque et un autre conducteur; il en résulte que les deux conducteurs se chargent de quantités égales d'électricité : celui du disque d'ébonite devient négatif, et celui sur lequel on pose le disque métallique devient positif.

FORCE ÉLECTROMOTRICE.

5. DÉFINITION. — *On appelle* force électromotrice *tout ce qui produit ou tend à produire un transport d'électrisation.*

Ainsi, lorsque deux conducteurs électrisés sont réunis par un fil métallique et que l'électrisation est transportée, le long

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

de ce fil, d'un corps à l'autre, la tendance à cette transmission (*transfer*), qui existait avant l'introduction du fil et qui détermine alors ce transfert, est appelée *force électromotrice de l'un* des corps vers l'autre *le long* du trajet défini par le fil.

Pour définir complètement la force électromotrice d'un point vers un autre, il faut, en général, spécifier une trajectoire particulière entre ces points, le long de laquelle agit la force électromotrice.

Dans un grand nombre des cas que nous examinerons en étudiant les phénomènes électrolytiques, électromagnétiques et thermo-électriques, la force électromotrice, d'un point vers un autre, varie suivant les différentes trajectoires. Si nous nous bornons, comme nous devons le faire dans cette partie de notre sujet, à la théorie de l'équilibre de l'électricité au repos, nous verrons que la force électromotrice d'un point vers un autre est la même, pour toutes les trajectoires tracées dans l'air, entre ces deux points.

POTENTIEL ÉLECTRIQUE.

6. On appelle *potentiel* en un point la force électromotrice de ce point vers un autre point choisi comme origine, suivant une trajectoire décrite dans l'air.

Les phénomènes électriques ne dépendant que des différences de potentiels, le choix du point origine pris pour zéro du potentiel est indifférent, pourvu qu'il reste invariable pendant une même série de mesures.

Dans les Traités mathématiques, on prend le point origine à une distance infinie du système électrisé que l'on considère; l'avantage qui en ressort est que l'expression mathématique du potentiel dû à un petit corps électrisé se trouve ainsi réduite à sa forme la plus simple.

Dans les recherches expérimentales, il est plus convenable de prendre pour point de départ un objet quelconque en communication métallique avec la Terre, tel qu'une partie quelconque d'un système de tuyaux d'eau ou de gaz.

Il convient souvent d'admettre que les murailles, le plancher et le plafond de la salle dans laquelle se font les expé-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

riences possèdent un pouvoir conducteur suffisant pour ramener au même potentiel toute la surface intérieure de la salle : on prend alors ce potentiel comme zéro. Lorsqu'un appareil se trouve enfermé dans une enveloppe métallique, on peut considérer comme au zéro le potentiel de l'enveloppe.

Potentiel d'un conducteur.

7. Si les potentiels, aux divers points d'un conducteur, sont différents, il s'y produit un courant électrique dirigé des points de potentiels élevés vers les points de potentiels inférieurs; la théorie de ces courants sera exposée au Chapitre IX. Nous ne considérerons actuellement que les cas d'équilibre électrique, dans lesquels il n'y a pas de courants. Dans les cas dont nous aurons à nous occuper maintenant, le potentiel devra donc être le même en tous les points du conducteur. On appelle ce potentiel *potentiel du conducteur*.

On définit ordinairement le potentiel d'un conducteur comme celui d'un point quelconque de l'air infiniment rapproché de la surface du conducteur. Dans une cavité presque fermée du conducteur, le potentiel de l'air est le même en tout point, et l'on peut éviter, en déterminant expérimentalement le potentiel à l'intérieur d'une pareille enveloppe, la difficulté d'opérer en des points infiniment rapprochés de la surface du conducteur.

8. On reconnaît que, si deux métaux différents sont en contact et en équilibre électrique, leurs potentiels, définis comme précédemment, sont, en général, différents. Si l'on maintient en contact extérieur un cylindre de cuivre et un cylindre de zinc, et si l'on fait passer, à l'intérieur du cylindre de cuivre, puis du cylindre de zinc, la flamme d'une lampe à alcool reliée à un électromètre, cette lampe acquiert promptement le potentiel de l'air à l'intérieur des cylindres, et l'électromètre indique que le potentiel de l'air, en un point quelconque à l'intérieur du cylindre de zinc, est plus élevé que le potentiel de l'air dans le cylindre de cuivre. Nous reviendrons sur ce sujet; mais, actuellement, pour éviter toute ambiguïté, nous supposerons que les conducteurs sont for-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

més d'un seul métal, à la même température, et que le milieu diélectrique est constitué par de l'air.

9. La région de l'espace dans laquelle le potentiel est plus élevé qu'une certaine valeur est séparée de celle où il est moins élevé par une surface appelée *surface équipotentielle*, en tous les points de laquelle le potentiel possède cette valeur donnée.

Nous pouvons concevoir la réalisation d'une série de surfaces équipotentielles correspondant à une série de potentiels en progression arithmétique; le potentiel d'un point quelconque serait alors défini par sa position dans la série des surfaces équipotentielles.

Deux surfaces équipotentielles différentes ne peuvent jamais se couper, car un même point ne peut avoir deux potentiels différents.

Potentiel, pression et température.

10. On peut expliquer l'idée du potentiel électrique, en le comparant à la pression dans la théorie des fluides, et à la température dans la théorie de la chaleur.

Si l'on met en communication, par un tuyau, deux récipients renfermant des fluides identiques ou différents, ces fluides s'écouleront du vase où la pression est la plus grande dans celui où elle est moindre, jusqu'à ce que les pressions se soient égalisées; mais il n'en serait plus ainsi dans le cas où l'un des vases serait plus haut que l'autre, car la pesanteur tendrait à faire passer le fluide du récipient le plus élevé dans le plus bas.

De même, lorsque deux corps électrisés sont mis en communication électrique par un fil métallique, l'électrisation est transportée du corps au potentiel le plus élevé au corps de potentiel moins élevé, à moins qu'il n'intervienne une force électromotrice tendant à faire passer l'électricité d'un de ces corps à l'autre, comme dans le cas du couple zinc et cuivre au contact, mentionné précédemment.

De même, si l'on met deux corps, à des températures différentes, en communication thermique par leur contact réel ou

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

par leur rayonnement, il y aura transport de chaleur du corps à la température la plus élevée au corps à la température moins élevée, jusqu'à ce que leurs températures se soient égalisées.

Mais il ne faudrait pas croire que l'analogie entre la température et le potentiel pût s'étendre à toutes les circonstances des phénomènes de la chaleur et de l'électricité; en fait, cette analogie cesse entièrement dans les cas où la chaleur est engendrée ou détruite.

Nous devons aussi nous rappeler que la température correspond à un état physique réel, tandis que le potentiel est une pure quantité mathématique, dont la valeur dépend d'un point de comparaison, que nous pouvons choisir à notre gré. Nous pouvons, en élevant la température d'un corps, le fondre ou le volatiliser; on ne produit, au contraire, absolument aucun effet physique sur un corps en le portant, avec l'enveloppe qui le renferme, à un potentiel élevé. Il en résulte que les seules parties des phénomènes d'électricité et de chaleur que nous puissions considérer comme analogues sont les modes (*condition*) de transfert de la chaleur et de l'électricité, suivant que la température ou le potentiel est plus élevé dans un corps que dans l'autre.

En ce qui concerne l'autre analogie, celle du potentiel et de la pression d'un fluide, nous devons nous rappeler que le seul côté par lequel l'électricité ressemble à un fluide est sa propriété de s'écouler le long des conducteurs, comme un fluide dans un tuyau. Nous pouvons, à cette occasion, employer, une fois pour toutes, l'expression *fluide électrique*, afin de prévenir nos lecteurs contre son usage; c'est là une de ces expressions qui, après avoir été une fois employées pour désigner un fait observé, ont été immédiatement adoptées par le public pour caractériser tout un système de connaissances imaginaires. Tant que nous ignorerons si l'électricité positive ou négative, ou si l'électricité même est une substance réelle ou l'absence d'une substance, tant que nous ne saurons pas si la vitesse du courant électrique est de plusieurs millions de lieues par seconde ou d'un centième de pouce à l'heure, ou même si le courant électrique marche du positif au négatif ou dans la direction opposée, nous devrons éviter de parler d'un fluide électrique.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

ÉLECTROSCOPES.

11. L'électroscope est un appareil au moyen duquel on peut déterminer l'existence d'une électrisation. Tous les électroscopes peuvent indiquer plus ou moins exactement, non seulement l'existence, mais aussi la quantité d'électrisation ; mais ces indications, bien que parfois très utiles pour guider l'expérimentateur, ne sauraient être considérées comme fournissant une mesure numérique de l'électrisation. On appelle *électromètres* les appareils construits de manière que leurs indications fournissent les données nécessaires pour la mesure numérique des quantités électriques.

On peut, évidemment, se servir d'un électromètre comme électroscope, s'il est suffisamment sensible pour indiquer l'électrisation étudiée, et l'on pourrait, réciproquement, employer, comme électromètre, un électroscope dont les indications seraient suffisamment comparables et régulières.

Les électroscopes les plus simples sont ceux dont les pièces indicatrices sont formées par deux corps légers suspendus l'un à côté de l'autre, qui se repoussent lorsqu'ils sont électrisés, et indiquent leur électrisation en se séparant l'un de l'autre.

Ces corps suspendus peuvent être des balles de sureau dorées et rattachées à des cordonnets de lin, plus conducteurs que la soie et le coton, des brins de paille, ou des feuilles de métal ; dans ce cas, ces feuilles doivent être en or ou en étain, plus ou moins épaisses, suivant l'importance de l'électrisation à mesurer.

Nous supposerons que notre électroscope soit à feuilles d'or et des plus délicats (*fig.* 1). L'appareil indicateur *ll* est, en général, fixé à l'extrémité d'une tige de métal L, qui passe par une ouverture au haut d'un vase en verre G ; il se trouve ainsi suspendu dans ce récipient, à l'abri des courants d'air qui pourraient produire, sur les parties suspendues, une agitation que l'on attribuerait à l'électrisation.

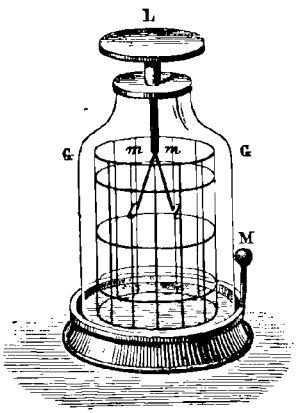
Pour éprouver l'électrisation d'un corps, il faut approcher

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

le corps électrisé près du disque L, au haut de la tige métallique; si l'électrisation est suffisante, les corps suspendus divergent.

Mais le récipient de verre est susceptible, comme l'a fait remarquer Faraday, de s'électriser, et, lorsque le verre est électrisé, il est très difficile de vérifier expérimentalement l'importance et la distribution de son électrisation. Il s'introduit ainsi, dans l'expérience, une nouvelle force, dont on ne connaît ni la nature ni la valeur, et qui intervient avec les autres forces agissant sur les feuilles d'or, de sorte que l'on ne peut plus en considérer la divergence comme une véritable indication de leur électrisation.

Fig. 1.



Le meilleur moyen de faire disparaître cette incertitude consiste à disposer, dans la cloche de verre, un récipient métallique, entourant presque entièrement les feuilles d'or et relié à la terre. Lorsque les feuilles d'or sont électrisées, l'intérieur de ce récipient s'électrise, il est vrai, en sens inverse, et augmente ainsi leur divergence, mais la distribution de cette électrisation est toujours rigoureusement fonction de celle des feuilles d'or, de sorte que la divergence fournit encore une indication précise de leur état électrique actuel. Pour permettre de mieux voir les feuilles d'or, on peut employer, au

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

lieu d'un récipient en métal plein, une cage *mm*, en fils métalliques suffisants pour abriter les feuilles de l'action du verre, sans les cacher.

Le disque, la partie supérieure de la tige qui supporte les feuilles d'or et le bouton de métal M, placé à l'extérieur de l'appareil et relié à la cage *mm*, sont appelés les *électrodes*, dénomination proposée par Faraday pour caractériser les *voies* par lesquelles l'électricité parvient aux parties vitales de l'appareil.

La divergence des feuilles d'or indique que le potentiel des feuilles d'or et de leur électrode est différent de celui de la cage métallique qui les entoure et de son électrode. Si les deux électrodes sont reliées par un fil métallique, l'instrument peut se trouver électrisé tout entier, sans que les feuilles divergent.

Expérience V. — *Électroscope à feuilles d'or.*

La divergence des feuilles d'or n'indique pas d'elle-même si leur potentiel est plus élevé ou plus bas que celui de la cage, elle indique seulement que ces potentiels sont différents.

Pour déterminer quel est celui de ces deux corps qui est au potentiel le plus élevé, on prend un bâton de cire frotté, ou de toute autre substance que l'on sait être électrisée négativement, puis on l'approche de l'électrode qui porte les feuilles d'or. Si les feuilles d'or sont électrisées négativement, leur divergence augmente à l'approche du bâton de cire de leur électrode; elles tendent, au contraire, à se coller l'une contre l'autre si elles sont électrisées positivement. Si l'électrisation du bâton de cire est considérable par rapport à celle des feuilles d'or, elles commenceront par se coller entièrement, puis s'écarteront de nouveau si l'on approche davantage le bâton de cire, indiquant ainsi qu'elles sont alors électrisées négativement. Si l'électrode M, reliée à la cage, est isolée de la terre et si l'on en approche le bâton de cire, on obtiendra des indications contraires aux précédentes : les feuilles d'or divergeront si elles sont chargées positivement et se rapprocheront si elles sont chargées négativement.

Si le corps d'épreuve, employé dans cette expérience, était

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

chargé positivement, comme un tube de verre frotté avec de l'amalgame, toutes les indications précédentes seraient interverties.

Il est facile de déterminer, par ces méthodes, si les feuilles d'or sont électrisées positivement ou négativement, ou, en d'autres termes, si leur potentiel est plus élevé ou plus bas que celui de la cage.

12. Si l'électrisation des feuilles d'or est considérable, la force électrique qui agit sur elles devient supérieure à leur poids : elles se dressent vers la cage autant qu'elles peuvent; dans cet état, un accroissement d'électrisation ne produit aucun effet visible sur l'électroscope, car les feuilles ne peuvent diverger davantage. Si l'on augmente encore l'électrisation, il arrive souvent que les feuilles sont arrachées de leur support, et l'instrument est mis hors de service : il vaut mieux, par conséquent, lorsqu'on a affaire à de hauts degrés d'électrisation, employer un appareil moins délicat. Une paire de balles de sureau suspendues à des fils de lin remplit très bien ce but; les fils de lin conduisent suffisamment l'électricité, et les balles se repoussent quand elles sont électrisées.

On peut employer, pour de très petites différences de potentiel, des électroscopes beaucoup plus sensibles que l'électroscope ordinaire à feuilles d'or.

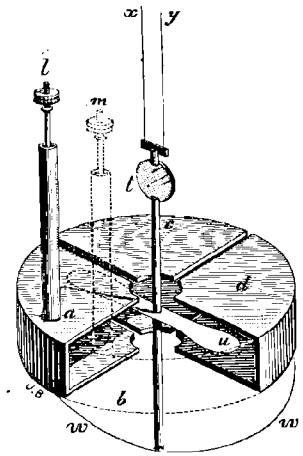
ÉLECTROMÈTRE A QUADRANTS DE THOMSON.

13. Dans l'électromètre à quadrants de Sir William Thomson, la pièce indicatrice est (*fig.* 2) une mince aiguille plate d'aluminium u, fixée à un axe vertical formé par un gros fil de platine; l'ensemble est suspendu à deux fils de soie x, y, de façon à pouvoir tourner autour de l'axe vertical, sous l'action d'une force électrique, mais en tendant toujours à reprendre sa position d'équilibre stable. L'axe porte un miroir concave t, réfléchissant l'image d'une flamme et d'un fil vertical qui coupe cette flamme en deux, sur une échelle graduée, de manière à mesurer la rotation de l'aiguille. La partie inférieure de l'axe plonge dans de l'acide sulfu-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

rique renfermé dans un récipient au bas de la cage de verre de l'appareil, et met ainsi l'aiguille en communication électrique avec l'acide. La partie inférieure de l'axe porte, en outre, une pièce de platine plongée dans l'acide et qui sert à amortir les vibrations de l'aiguille. L'aiguille est suspendue à l'intérieur d'une boîte en laiton, de peu de hauteur, percée, sur ses deux fonds, d'une ouverture centrale circulaire. Cette boîte est divisée en quatre quadrants *a*, *b*, *c*, *d*, montés séparé-

Fig. 2.



ment sur des tiges de verre, qui les isolent l'un de l'autre et de la cage de l'appareil : sur la figure, on a enlevé le quadrant *b* pour mieux faire voir l'aiguille. La position de l'aiguille, lorsqu'elle est en équilibre, est telle que l'une de ses extrémités se trouve moitié dans le quadrant *a* et moitié dans *c*, tandis que l'autre se trouve moitié dans *b* et moitié dans *d*.

L'électrode *l* est reliée au quadrant *a*, ainsi qu'au quadrant *d*, par le fil *w*, l'autre électrode *m* est reliée aux quadrants *b* et *c*.

L'aiguille *u* est constamment maintenue à un potentiel élevé, en général positif : pour mesurer la différence de potentiel entre un corps quelconque et la terre, on relie l'une des élec-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

trodes, *m* par exemple, à la terre, et l'autre, *l*, au corps à étudier.

Les quadrants *b* et *c* sont alors au potentiel zéro, les quadrants *a* et *d* au potentiel à mesurer, et l'aiguille *u* à un potentiel positif très élevé.

La surface entière de l'aiguille est électrisée positivement et toute la surface intérieure des quadrants négativement, mais la plus grande électrisation et la plus forte attraction ont lieu, toutes choses égales, aux points où la différence des potentiels est la plus grande. Si donc le potentiel des quadrants *a* et *d* est positif, l'aiguille se mouvra de *a* et *d* vers *b* et *c*, ou dans le sens des aiguilles d'une montre; si le potentiel de *a* et *d* est négatif, l'aiguille se tournera vers ces quadrants, ou dans le sens opposé au mouvement des aiguilles d'une montre.

Plus le potentiel de l'aiguille est élevé, plus grande sera la force qui tendra à faire tourner l'aiguille, et plus les indications de l'instrument seront distinctes.

Appareils idiostatiques et hétérostatiques.

14. Dans l'électroscope à feuilles d'or, la seule électrisation du champ est celle que l'on veut expérimenter; dans l'électromètre à quadrant, l'aiguille est, au contraire, toujours maintenue en charge. On appelle *idiostatiques* les appareils dans lesquels il ne se manifeste pas d'autre électrisation que celle que l'on veut éprouver; on appelle *hétérostatiques* ceux dans lesquels il existe une électrisation autre que celle que l'on veut éprouver. Dans un appareil idiostatique, comme l'électroscope à feuilles d'or, les indications sont les mêmes, que le potentiel à l'épreuve soit positif ou négatif, et leur grandeur varie, pour de très petites quantités, comme le carré des différences de potentiel.

Dans un appareil hétérostatique, comme l'électromètre à quadrant, l'indication change de sens suivant que le potentiel est positif ou négatif, et son importance est proportionnelle à la différence de potentiel et non pas à son carré. Un appareil hétérostatique indique non seulement de lui-même si le po-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

tentiel est positif ou négatif, mais ses mouvements sont, de plus, pour de petites valeurs du potentiel étudié, aussi sensibles à ses plus faibles variations qu'avec un potentiel élevé; au contraire, les feuilles d'or de l'électroscope ne se séparent pas sensiblement sous l'influence d'une très faible électrisation.

L'électromètre à quadrant de Thomson est muni d'un appareil permettant d'assigner au potentiel de l'aiguille une valeur constante, et d'autres organes spéciaux, non représentés sur la *fig.* 2, qui n'est qu'un diagramme des parties les plus essentielles de l'instrument [1].

ISOLATEURS.

15. Il est souvent nécessaire, dans les expériences électriques, de supposer les corps électrisés de manière que l'électricité ne puisse pas s'en échapper : il n'y a rien de mieux à faire que de les poser sur un appui porté par une colonne de verre, pourvu que la surface du verre soit très sèche; mais il y a toujours, excepté dans les temps les plus secs, un peu d'humidité condensée sur le verre : c'est pour cette raison que l'on place souvent les appareils électriques devant le feu, afin que l'humidité de l'air ne puisse pas se condenser sur la surface chaude du verre. Néanmoins, si l'on échauffait trop le verre, il perdrait sa puissance isolante et deviendrait bon conducteur.

Il vaut donc mieux adopter une méthode permettant de sécher le verre sans le chauffer.

L'isolateur représenté par la *fig.* 3 se compose d'un vase en verre C, muni d'un bossage dans lequel se trouve cimenté le support en verre *aa*. A la partie supérieure de ce support est fixé le goulot de la cloche de verre B, dont le bord plonge dans le vase C, sans le toucher. Le support *a* porte le disque A, sur lequel on place le corps que l'on veut isoler.

On place en *c*, dans le vase C, de l'acide sulfurique condensé,

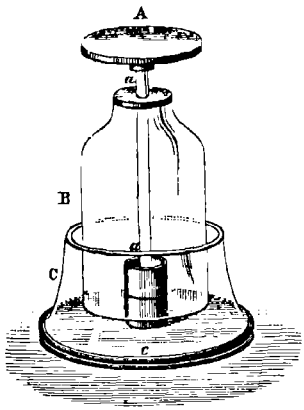
---

[1] Pour plus de détails, consulter THOMSON : *Reprint of papers on Electro-Statics and Magnetism*, p. 260, et GORDON : *Traité expérimental d'Électricité*, t. I, p. 53 (édition française).

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

qui s'étend en couche mince autour du support *a*. L'air à l'intérieur de la cloche B, au contact du support *a*, se trouve ainsi desséché : avant de pénétrer dans l'appareil, l'air humide de l'extérieur doit passer de haut en bas, entre C et B, et lécher la surface de l'acide sulfurique *c*, de sorte qu'il est complètement desséché avant d'arriver au contact du support *a*.

Fig. 3.



Cet isolateur est d'une grande valeur pour les expériences électriques délicates; mais on peut, pour les expériences moins précises, se contenter d'isolateurs formés par de simples supports en verre vernis à la gomme arabique, en cire à cacheter ou en ébonite.

16. On peut, pour transporter un conducteur électrisé, le fixer à l'extrémité d'un bâton d'ébonite. L'ébonite s'électrise néanmoins très facilement ; le moindre attouchement de la main, le plus léger frottement, quel qu'il soit, suffisent pour électriser sa surface au point que l'on ne peut plus tirer aucune conclusion relativement à l'électrisation du conducteur porté par l'extrémité du bâton d'ébonite.

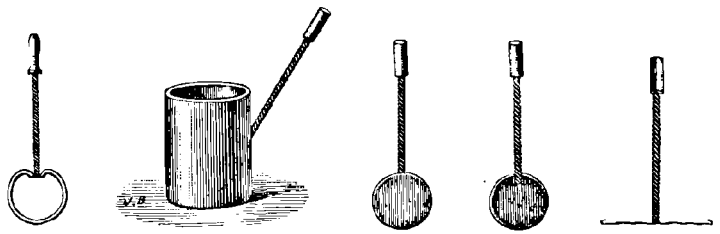
Il ne faut donc jamais toucher avec la main ce bâton, mais le saisir avec une pince de métal ou de bois plaqué d'étain : il faut, en outre, avant de faire une expérience, débarrasser

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

d'électricité toute la surface de l'ébonite, en la passant rapidement à travers une flamme.

Les agrafes par lesquelles les conducteurs sont fixés aux tiges d'ébonite ne doivent pas présenter de saillies, car l'électricité s'y accumulerait et se répandrait à la surface de l'ébonite, où elle demeurerait après la décharge du conducteur. Les attaches doivent donc se trouver comprises, ainsi que l'indique la *fig.* 4, entièrement à l'intérieur de la surface externe du conducteur.

Fig. 4. Fig. 5. Fig. 6. Fig. 7. Fig. 8.



Il convient d'avoir à sa disposition, pour les expériences que nous allons décrire, une sphère en laiton de $0^m,025$ environ de diamètre, un récipient cylindrique en métal de $0^m,08$ environ de diamètre et de $0^m,13$ à $0^m,15$ de haut (*fig.* 5), une paire de disques en fer-blanc de $0^m,050$ de diamètre (*fig.* 6 et 7) et un fil métallique mince, de $0^m,30$ environ (*fig.* 8) pour relier les corps électrisés. On peut monter ces objets sur des tiges d'ébonite de $0^m,003$ de diamètre, avec poignées en métal ou en bois recouvert d'étain.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

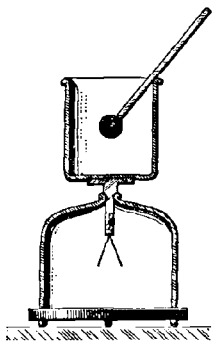
CHAPITRE II.

SUR LES CHARGES DES CORPS ÉLECTRISÉS.

Expérience VI. — *Corps électrisé dans un vase ferme.*

17. Prenons un récipient métallique assez profond, formé, par exemple, d'une toile métallique enroulée en cylindre et fixée sur une base en métal, très avantageuse parce qu'elle laisse voir ce qui se passe à l'intérieur, plaçons-le sur un support isolant et posons à côté de lui un électroscope. Relions

Fig. 9.



d'une façon permanente l'une des électrodes de l'électroscope à la terre ou aux murailles de la salle, et l'autre avec le récipient isolé, soit d'une manière permanente, au moyen d'un fil fixe, ou temporairement, à l'aide d'un fil porté par une tige d'ébonite auquel on fait toucher à la fois le récipient et l'électrode (*fig.* 8).

Nous supposerons ordinairement l'établissement d'une liai-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

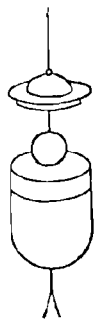
son permanente entre le vase et l'électroscope : la manière la plus simple de réaliser cette liaison, lorsqu'on emploie l'électroscope à feuilles d'or, consiste à poser le récipient sur son plateau, comme l'indique la *fig.* 9.

Prenons une sphère de métal fixée au bout d'un bâton d'ébonite, électrisons-la au moyen de l'électrophore et plongeons-la dans le récipient, en tenant à la main la tige d'ébonite et sans toucher les parois du vase.

Les indications de l'électroscope augmenteront à mesure que l'on approchera la sphère des parois du vase, mais, dès que la sphère sera bien à l'intérieur du vase, c'est-à-dire, dès qu'elle aura atteint, au-dessous des bords, une profondeur considérable par rapport à leur diamètre, les indications de l'électroscope cesseront de s'accentuer; elles resteront, au contraire, constantes, quel que soit le mouvement de la sphère à l'intérieur du vase.

Ce fait, approximativement vrai pour un vase profond, l'est rigoureusement pour un vase fermé; on peut le démontrer en

Fig. 10.



fermant l'embouchure du vase au moyen d'un couvercle de métal manœuvré par un fil de soie. Si l'on fait alors monter ou descendre dans le vase la sphère électrisée suspendue à un fil de soie passant à travers le couvercle (*fig.* 10), on peut vérifier, au moyen de l'électromètre, que l'électrisation extérieure du vase ne varie pas lorsque la sphère change de position. On constate que l'électrisation des feuilles d'or est de même *espèce* que celle de la sphère.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Touchons maintenant du doigt l'intérieur du vase, de façon à le mettre en communication avec le plancher et les murailles de la salle : l'électrisation extérieure sera déchargée et les feuilles de l'électroscope se rabattront; si l'on déplace ensuite la sphère à l'intérieur du vase, l'électroscope ne manifeste plus aucun signe d'électrisation. Si l'on retire la sphère du vase, sans en toucher les parois, les feuilles d'or divergent de nouveau, autant qu'à l'origine de l'expérience, mais leur électrisation est d'espèce *différente* de celle de la sphère.

Expérience VII. — *Comparaison des charges ou de l'électrisation totale de deux corps électrisés.*

18. Puisque l'électrisation extérieure du vase reste la même, quelle que soit la position des corps électrisés à l'intérieur du vase, elle doit dépendre de l'électrisation totale des corps électrisés et non pas de la distribution de cette électrisation. Il en résulte que, si deux sphères produisent, quand on les plonge alternativement dans le vase, la même divergence des feuilles d'or, leurs charges doivent être égales.

On peut vérifier ce fait, d'une manière plus frappante encore, en déchargeant l'extérieur du récipient lorsque la première sphère s'y trouve, puis en y plongeant la seconde sphère, après en avoir retiré l'autre; si les charges sont égales, l'électroscope continuera à ne pas indiquer d'électrisation.

On peut vérifier l'égalité numérique des charges de deux corps électrisés en sens contraire, en déchargeant le récipient, puis en y plongeant en même temps les deux corps; si leurs charges sont égales et opposées, l'électroscope n'en sera pas affecté.

Expérience VIII. — *Lorsqu'un corps électrisé est suspendu dans un vase métallique fermé, l'électrisation totale de la surface intérieure du vase est égale et opposée à celle du corps.*

19. Après avoir suspendu le corps électrisé dans un premier vase fermé, déchargeons l'électrisation de ce vase et suspendons l'ensemble du vase et du corps dans un récipient plus grand, relié à l'électroscope. L'électroscope n'indiquera aucune électrisation et ne sera pas affecté, même si l'on retire le

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

corps électrisé du petit vase et si on le déplace à l'intérieur du grand récipient. Mais, si l'on enlève du grand récipient le corps électrisé ou le petit vase, l'électroscope indique une électrisation positive ou négative.

Lorsqu'on plonge un corps électrisé dans un vase non chargé, son électrisation extérieure devient égale à celle du corps : cela résulte du fait, précédemment démontré, que l'électrisation intérieure du vase est égale et opposée à celle du corps et de ce que la charge totale du vase est égale à zéro.

On peut aussi démontrer expérimentalement cette proposition, en plongeant dans le grand récipient, d'abord le corps électrisé seul, puis ce même corps électrisé placé dans un vase non chargé, et en observant que les indications de l'électroscope sont les mêmes dans les deux cas.

Expérience IX. — *Lorsqu'un corps électrisé, plongé dans un vase fermé, est mis ensuite en communication avec le vase, le corps est complètement déchargé.*

20. Amenons, dans une quelconque des expériences précédentes, le corps électrisé au contact de l'intérieur du vase, retirons-le, puis éprouvons-le, en le plaçant dans un autre récipient relié à l'électroscope : on ne pourra y découvrir aucune charge, si fortement que l'on ait primitivement électrisé le corps, et si élevée que soit l'électrisation du vase dont on lui a fait toucher l'intérieur.

Si l'on maintient, pendant l'expérience, le vase métallique en relation avec l'électroscope, on ne peut saisir aucune trace de variation de son électrisation extérieure, au moment où l'on fait toucher au corps électrisé l'intérieur du vase ; c'est une nouvelle preuve de ce que l'électrisation de la surface intérieure du vase est égale et opposée à celle du corps électrisé qu'il renferme. Cette expérience démontre aussi que, lorsqu'il n'y a pas de corps électrisé à l'intérieur d'une surface métallique, toute la surface est dénuée de charge électrique.

Expérience X. — *Communiquer à un récipient une charge égale à n fois la charge d'un corps électrisé.*

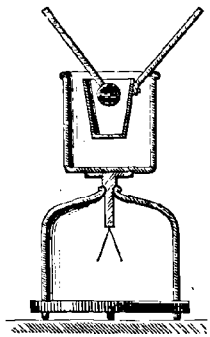
21. Plaçons (*fig.* 11) à l'intérieur du premier récipient un second vase plus petit, de manière qu'il en soit isolé, et plon-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

geons le corps électrisé dans ce second vase, mais en ayant soin de ne pas le décharger.

Les charges extérieures des deux vases seront alors égales à celles du corps, et leurs charges intérieures seront aussi égales, mais de sens opposés. Réunissons électriquement les deux vases; la charge extérieure du petit vase et la charge intérieure du grand se neutraliseront, de sorte que le vase extérieur possédera une charge égale à celle du corps, et le vase intérieur une charge égale et opposée.

Fig 11.



Enlevons le corps électrisé; retirons le petit vase et déchargeons-le, replaçons-le ensuite, remettons-y le corps électrisé, et rétablissons le contact entre les deux vases. Le récipient extérieur aura maintenant reçu une double charge, et l'on pourra lui communiquer, en répétant cette opération, autant de charges que l'on voudra, égales, chacune, à celle du corps électrisé.

Il est encore plus facile de charger le récipient extérieur d'une électrisation égale et opposée à celle du corps électrisé; nous n'avons qu'à placer le corps électrisé dans le petit vase, à mettre ce vase temporairement en rapport avec les murailles de la salle, de manière à décharger son électrisation extérieure, puis à enlever le corps électrisé, à porter le vase à l'intérieur du grand récipient, et à l'y amener au contact, de manière qu'il communique au vase extérieur sa charge néga-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

tive : il suffit alors d'enlever le petit vase et de répéter un nombre suffisant de fois cette opération.

Nous disposons ainsi d'une méthode permettant de comparer les charges électriques de différents corps, sans les décharger, de réaliser des charges égales à celle d'un corps électrisé donné, de même signe ou de signe contraire, et de les accumuler en nombre quelconque.

22. On peut ainsi illustrer et démontrer l'exactitude des lois suivantes des phénomènes électriques.

I. L'électrisation ou la charge totale d'un corps, ou d'un système de corps, reste toujours la même, à moins qu'il ne cède ou n'emprunte de l'électrisation à d'autres corps.

Dans toutes les expériences électriques, l'électrisation totale des corps change, mais on constate que ce changement provient toujours d'un isolement défectueux et que les pertes d'électrisation diminuent quand l'isolement s'améliore. Nous pouvons donc affirmer que l'électrisation d'un corps privé de communication électrique avec tous les autres corps par un milieu isolant parfait reste absolument constante.

II. Lorsqu'un corps en électrise un autre par conductibilité, l'électrisation totale des deux corps reste la même, c'est-à-dire que l'un d'eux perd autant d'électrisation positive, et en gagne autant de négative, que l'autre en gagne de positive et en perd de négative.

Car, si l'on établit une liaison électrique entre les deux corps quand ils sont enfermés tous deux dans un récipient métallique, on n'observe aucun changement dans l'électrisation totale au moment du contact.

III. Lorsqu'on produit de l'électrisation, par le frottement ou par toute autre méthode connue, il s'engendre des quantités égales d'électrisations positives ou négatives.

Car, si l'on développe cette électrisation dans un récipient fermé, l'électrisation de l'ensemble des corps électrisés et du vase reste, ainsi que l'indique l'électroscope relié au vase, égale à zéro, si intense que soit l'électrisation des parties du système.

IV. Si l'on place un corps ou un système de corps électrisés à l'intérieur d'une surface conductrice, qui peut être consti-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

tué par le plancher, les murailles et le plafond de la salle dans laquelle a lieu l'expérience, l'électrisation extérieure de cette surface est égale et opposée à celle du corps ou du système de corps.

V. Si la surface conductrice ne renferme aucun corps électrisé, l'électrisation de cette surface est nulle : ceci est vrai, non seulement pour l'électrisation de l'ensemble de la surface, mais aussi pour celle de chacune de ses parties.

Car, si l'on place un corps conducteur à l'intérieur de la surface et en contact avec elle, la surface de ce conducteur entre en continuité électrique avec la surface intérieure du récipient qui le renferme, et l'on vérifie, en enlevant et en éprouvant ce conducteur, que son électrisation est toujours nulle, ce qui démontre que l'électrisation de toutes les parties de l'intérieur d'une surface, dans laquelle il ne se trouve aucun corps électrisé, est nulle.

On peut mesurer facilement, au moyen de l'électromètre à quadrant de Thomson, l'électrisation d'un corps, lors même qu'il est chargé un million de fois moins qu'il ne le faut pour nos expériences; il en résulte que la démonstration expérimentale des énoncés précédents en établit l'exactitude, avec une approximation d'un millionième de la valeur des principales électrisations en question.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

CHAPITRE III.

SUR LE TRAVAIL ÉLECTRIQUE ET L'ÉNERGIE.

23. On appelle, en général, *travail*, l'action qui consiste à produire un changement de configuration dans un système matériel, malgré l'opposition d'une force qui résiste à ce changement.

On appelle *énergie* toute faculté (*capacity*) d'accomplir un travail.

Lorsque la nature d'un système matériel est telle qu'il se trouve, après avoir subi une série quelconque de changements, ramené, d'une manière quelconque, à son état primitif, la totalité du travail accompli, par les agents extérieurs, sur le système, est égale à la totalité du travail dépensé, par le système, en surmontant les forces extérieures; on dit d'un pareil système qu'il est *conservatif* (*conservative*).

Les progrès des sciences physiques ont conduit à l'étude des différentes formes de l'énergie et à l'établissement de ce principe, que l'on peut considérer tous les systèmes matériels comme des systèmes conservatifs, pourvu que l'on tienne compte de toutes les formes d'énergie qui y entrent en jeu. Cette doctrine ne peut, évidemment, considérée comme une déduction de l'expérience, affirmer autre chose que ce fait, que l'on n'a pas encore découvert de système non conservatif; mais, comme doctrine et comme instrument du progrès scientifique, elle acquiert chaque jour plus de certitude, par le nombre toujours croissant de ses déductions, qui se réalisent dans tous les cas. En réalité, cette doctrine est la seule hypothèse générale qui s'accorde avec les faits, non pas dans

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

une seule science physique, mais dans toutes; elle fournit au physicien un principe auquel il peut rattacher toutes les lois connues se rapportant aux actions physiques, et par lequel il peut être conduit à découvrir les relations de ces actions dans de nouvelles branches de la Science. C'est pour ces raisons que l'on désigne ordinairement cette doctrine sous le nom de principe de la *conservation de l'énergie.*

ÉNONCÉ GÉNÉRAL DU PRINCIPE DE LA CONSERVATION DE L'ÉNERGIE.

24. L'énergie totale d'un système de corps quelconques est une quantité qui ne peut ni augmenter ni diminuer par une action mutuelle entre ces corps, bien qu'elle puisse se transformer en une quelconque des formes que peut revêtir l'énergie.

Lorsque l'action d'un agent extérieur modifie la configuration d'un système dont les forces *résistent* à ce changement, on dit que l'agent extérieur accomplit un travail sur le système; dans ce cas, l'énergie du système est *augmentée.* Si, au contraire, les forces du système tendent à *produire* ce changement de configuration, de sorte que l'agent extérieur n'a qu'à le *laisser* se produire, on dit que le système dépense du travail sur l'agent extérieur, et, dans ce cas, l'énergie du système *diminue.*

Le travail est toujours mesuré par le produit du changement de configuration du système, par la force qui résiste à ce changement.

Ainsi, lorsqu'un homme soulève un poids, le changement de configuration est mesuré par l'accroissement de la distance entre ce poids et la terre, et la force qui résiste à ce changement est la gravité du poids; le produit de ces quantités mesure le travail développé par l'homme qui le soulève. Si l'homme, au lieu de soulever ce poids verticalement, l'amène, en le roulant sur un plan incliné, à la même hauteur au-dessus du sol, le travail accompli contre la pesanteur est précisément le même, car, bien que l'on doive, dans ce cas, faire parcourir au poids un trajet plus long, c'est seulement la composante verticale de ce parcours qui

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

coïncide, en direction, avec la force de la gravité agissant sur le corps.

25. Si un homme transporte un corps doué d'une charge positive d'électricité d'un lieu de potentiel inférieur à un lieu de potentiel élevé, la force électromotrice résiste au mouvement, et l'homme accomplit du travail sur le système électrique, dont il augmente, par conséquent, l'énergie. La quantité de ce travail est mesurée par le produit du nombre des unités d'électricité par l'accroissement du potentiel, pendant le déplacement du corps d'un point à l'autre.

Nous arrivons ainsi à la définition dynamique suivante du potentiel :

Le potentiel électrique, en un point donné du champ, est mesuré par la grandeur du travail que doit accomplir un agent extérieur pour transporter une unité d'électricité positive depuis un lieu de potentiel zéro jusqu'au point donné.

Cette définition est d'accord avec la définition imparfaite donnée au n° 6, car le travail accompli en transportant une unité d'électricité d'un point à un autre sera positif ou négatif, suivant que son déplacement aura lieu d'un potentiel inférieur vers un potentiel supérieur, ou inversement. Dans ce dernier cas, le mouvement du corps se produirait, si on ne l'empêchait, sans aucune impulsion étrangère, sous l'action seule des forces électriques du système.

Il en résulte que l'écoulement de l'électricité, le long des conducteurs, a toujours lieu des points de potentiel supérieur vers les points de potentiel inférieur.

26. Nous avons déjà défini la force électromotrice d'un point vers un autre, suivant un trajet donné, comme le travail effectué, par les forces électriques du système, sur une unité d'électricité transportée suivant cette trajectoire; elle est donc mesurée par l'excès du potentiel au commencement de la trajectoire sur le potentiel à son extrémité.

La force électromotrice *en un point* est la force avec laquelle le système électrisé agirait sur un petit corps électrisé par une unité d'électricité positive et situé en ce point.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Si le corps électrisé se déplace de manière à rester sur la même surface équipotentielle, les forces électriques ne développent sur lui et n'en subissent aucun travail; il en résulte que la direction de la force électrique agissant sur le petit corps est telle que tout déplacement du corps suivant une ligne tracée sur la surface équipotentielle est perpendiculaire à cette force.

La direction de la force électromotrice est donc normale à la surface équipotentielle. Le produit de la grandeur de cette force par la distance entre deux surfaces équipotentielles voisines mesure le travail accompli pour passer de l'une des surfaces équipotentielles à l'autre, c'est-à-dire la différence de leurs potentiels.

Il en résulte que l'on peut obtenir la grandeur de la force électrique en divisant la différence des potentiels des surfaces équipotentielles voisines par leur distance, évidemment très petite, et comptée perpendiculairement aux deux surfaces. La direction de la force en un point est celle de la normale à la surface équipotentielle passant par ce point; elle est comptée dans la direction suivant laquelle le potentiel *diminue*.

DIAGRAMME INDICATEUR DU TRAVAIL ÉLECTRIQUE.

27. Le diagramme indicateur, adopté par Watt pour mesurer le travail accompli par les machines à vapeur, peut être également employé pour l'étude du travail accompli pendant le chargement d'un conducteur avec de l'électricité.

Portons sur une ligne horizontale OE (*fig.* 12), à partir d'un point O, appelé l'*origine* du diagramme, les valeurs successives de la charge d'un conducteur, et représentons son potentiel par des lignes verticales, partant des extrémités des abscisses représentant les charges correspondantes : la position des extrémités de ces ordonnées définira l'état du conducteur, sa charge et son potentiel.

Si, pendant l'opération électrique, ces points figuratifs décrivent la courbe AFGHB, nous savons non seulement que la charge du conducteur a augmenté de la valeur OC à la valeur OD, et que son potentiel s'est accru de CA à DB, mais aussi

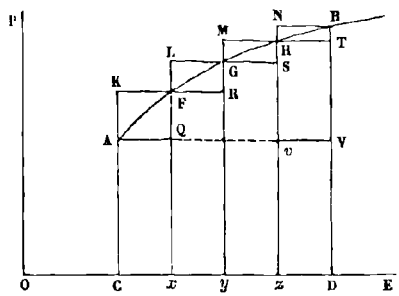
IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

que la charge et le potentiel, à l'instant quelconque correspondant au point F, par exemple, sont représentés respectivement par Ox et xF.

28. Théorème. — *Le travail dépensé par un agent extérieur, pour amener un accroissement de charge* CD, *des murailles de la salle à un conducteur, est représenté par la surface comprise entre la ligne de base* CD, *les deux ordonnées* CA, DB *et la courbe* AFGHB.

Divisons, en effet, l'accroissement de charge CD en un nombre quelconque de parties égales par les points x, y, z.

Fig. 12.



La valeur du potentiel, aussitôt avant l'application de la charge Cx, est représentée par AC, et, si le potentiel restait constant pendant l'application de la charge Cx, le travail dépensé à augmenter de cette quantité la charge du conducteur serait représenté par le produit de ce potentiel par la charge, ou par l'aire ACxQ.

Dès la fin de l'application de la charge Cx, le potentiel devient égal à xF; s'il avait eu cette valeur pendant toute la durée de l'opération, le travail dépensé aurait été représenté par l'aire KCxF; mais nous savons que la valeur du potentiel augmente graduellement pendant l'application de la charge, et qu'il n'est jamais, pendant toute la durée de l'opération, inférieur à CA ni supérieur à xF; il en résulte que le travail dépensé à charger le conducteur n'est jamais inférieur à l'aire ACxQ ni supérieur à KCxF.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Nous pouvons déterminer de la même manière les limites inférieures et supérieures du travail accompli pendant l'application de toute autre partie de la charge totale.

Nous en concluons que le travail dépensé à augmenter la charge de OC à OD est moindre que l'aire CAQFRGSHTD et plus grande que l'aire CKFLGMHNBD; la différence de ces deux valeurs est la somme des parallélogrammes KQ, LR, MSNT, dont les bases sont égales, et dont la somme des hauteurs est égale à BV, de sorte que la somme de leurs aires est égale à celle du parallélogramme NvBV.

Si l'on augmente indéfiniment le nombre des parties égales en lesquelles on divise la charge, la base des parallélogrammes diminuera sans limite; donc, à la limite, la différence des deux valeurs du travail s'évanouit, de sorte qu'elles deviennent égales toutes deux à l'aire CAFGHBD, limitée par la courbe, les ordonnées extrêmes et par la ligne de base.

On peut appliquer cette méthode de démonstration à tous les cas où le potentiel augmente ou décroît sans discontinuité à mesure que la charge augmente. Lorsqu'il n'en est pas ainsi, on peut diviser l'accroissement de la charge en un certain nombre de parties, dans chacune desquelles le potentiel augmente ou diminue d'une manière continue, et appliquer cette démonstration à chacune d'elles.

SUPERPOSITION DES EFFETS ÉLECTRIQUES.

29. Il résulte, de la septième expérience, que plusieurs corps électrisés, placés dans un récipient, produisent chacun leur effet propre sur l'électrisation de ce récipient, dans quelque position qu'ils y soient placés. Il s'ensuit qu'un phénomène électrique au moins, celui que l'on appelle l'*électrisation par induction,* est tel que l'effet de l'électrisation totale soit la somme des effets dus aux différentes parties de cette électrisation. Mais les différents phénomènes électriques sont tellement enchaînés les uns aux autres que nous sommes conduits à en déduire que tous les autres phénomènes électriques peuvent être considérés comme composés de parties dues chacune à une partie correspondante de l'électrisation.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Par exemple, si un corps A, électrisé d'une certaine manière bien définie, produit à lui seul un potentiel donné P, en un point du champ, et si un corps B, également électrisé d'une manière définie, produit un potentiel Q, au même point du champ, les deux corps, électrisés comme précédemment et placés au même point du champ, y produiront un potentiel $P + Q$. On peut vérifier cette proposition directement, par l'expérience, mais sa vérification la plus satisfaisante se trouve dans la concordance de ses conséquences avec les phénomènes actuels.

Comme cas particulier, si l'on multiplie n fois l'électrisation de chaque partie d'un système, le potentiel, en chaque point du système, sera aussi multiplié par n.

30. Considérons maintenant un système électrique formé d'un certain nombre de conducteurs A_1, A_2, ..., isolés l'un de l'autre et susceptibles d'être chargés d'électricité; désignons par E_1, E_2, ... les charges de ces conducteurs, et par P_1, P_2, ... leurs potentiels.

Supposons les conducteurs, dès l'origine, sans charge et au potentiel zéro, et qu'ils arrivent, à partir d'un certain instant, à se charger chacun de manière que leurs charges augmentent proportionnellement au temps, jusqu'à ce qu'elles deviennent simultanément égales à E_1 pour le premier conducteur, à E_2 pour le second, et ainsi de suite. L'accroissement de la charge d'un conducteur quelconque étant le même pour chaque intervalle de temps égal pendant l'opération, il en sera de même pour l'accroissement de leur potentiel, et la ligne qui représenterait, sur un diagramme d'indicateur, la succession des états de l'un de ces conducteurs, en ce qui concerne sa charge et son potentiel, serait décrite avec une vitesse dont les composantes horizontales et verticales resteraient constantes pendant toute la durée de l'opération.

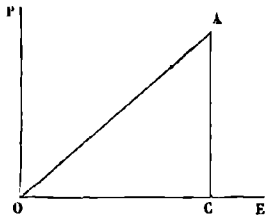
Cette ligne sera donc figurée, sur notre diagramme, par une droite allant, de l'origine qui représente l'état initial du système sans charge et au potentiel zéro, jusqu'au point A (*fig.* 13), représentatif de l'état final du conducteur, de charge E et de potentiel P.

Cette droite représentera l'opération de la charge du con-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

ducteur A_1, et le travail dépensé à charger le conducteur sera

Fig. 13.



figuré par l'aire OCA, ou par la moitié du produit de la charge finale E par le potentiel final P.

ÉNERGIE D'UN SYSTÈME DE CORPS ÉLECTRISÉS.

31. Lorsque les positions relatives des conducteurs sont invariables, le travail accompli, en les chargeant, est complètement transformé en énergie électrique. S'ils sont chargés par le procédé que nous venons de décrire, le travail dépensé au chargement de l'un d'eux est égal à $\frac{1}{2}EP$, P étant le potentiel final de ce conducteur, E sa charge finale, de sorte que le travail dépensé pour charger l'ensemble du système peut se représenter par l'expression

$$\tfrac{1}{2}E_1P_1 + \tfrac{1}{2}E_2P_2 + \ldots,$$

composée d'autant de produits qu'il y a de conducteurs dans le système.

On peut représenter la somme de cette série de termes par l'expression abrégée

$$\tfrac{1}{2}\Sigma(EP),$$

dans laquelle le signe Σ indique la sommation de tous les produits de la forme EP, en nombre égal à celui des conducteurs du système.

Puisque tout système électrisé est soumis à la loi de la conservation de l'énergie, le travail dépensé à le charger y est entièrement emmagasiné sous forme d'énergie électrique. La

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

valeur de cette énergie est donc égale à celle du travail dont elle provient, ou à $\frac{1}{2}\Sigma EP$. Mais l'énergie électrique du système dépend entièrement de son état actuel, et non de son état antérieur, d'où le théorème suivant :

Théorème I. — *L'énergie électrique d'un système de conducteurs est, de quelque manière qu'ils aient été chargés, égale à la moitié de la somme des produits de la charge de chacun des conducteurs par son potentiel.*

Nous représenterons dorénavant l'énergie électrique d'un système par la lettre Q, d'où l'expression

$$Q = \frac{1}{2}\Sigma(EP). \tag{1}$$

Travail accompli en modifiant les charges d'un système.

32. Supposons maintenant que les corps conducteurs du système, au lieu d'être primitivement sans charges et au potentiel zéro, soient chargés de quantités d'électricité $E_1, E_2, \ldots$ et aux potentiels $P_1, P_2, \ldots$.

Changeons alors les charges de chaque conducteur uniformément, mais plus ou moins rapidement, pour chaque conducteur, et prolongeons uniformément cette opération jusqu'à ce que les charges soient devenues respectivement égales à $E'_1, E'_2, \ldots$ et les potentiels à $P'_1, P'_2, \ldots$.

D'après le principe de la superposition des effets électriques, l'accroissement du potentiel variera comme celui de la charge, et le potentiel de chaque conducteur augmentera ou diminuera uniformément de P à P', lorsque sa charge variera uniformément de E à E'.

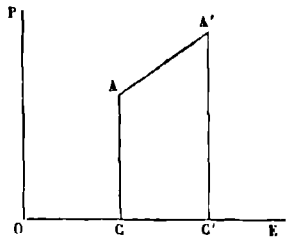
Il en résulte que la ligne AA' (*fig.* 14), qui représente l'état variable du conducteur pendant l'opération, est la droite qui joint le point A, représentatif de l'état initial du conducteur, au point A', qui représente son état final.

Le travail dépensé pour produire cet accroissement de charge est représenté par l'aire ACC'A', égale à $\frac{1}{2}CC'(CA + C'A')$ ou à $(E - E')[\frac{1}{2}(P + P')]$, c'est-à-dire, en langage ordinaire, par le produit de l'accroissement de la charge par la moitié de la somme des potentiels au commencement et à la fin de l'opé-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

ration; il en est de même pour chacun des conducteurs du système.

Fig. 14.



Comme, pendant cette opération, l'énergie électrique du système passe de sa valeur primitive Q à la valeur Q', on peut écrire l'équation

$$(2) \qquad Q' = Q + \tfrac{1}{2}\Sigma(E' - E)(P' + P),$$

d'où le théorème suivant :

THÉORÈME II. — *L'accroissement de l'énergie d'un système électrique est égal à la demi-somme des produits de l'accroissement de la charge de chaque conducteur, par la somme de ses potentiels au commencement et à la fin de l'opération* (¹).

33. Si l'on maintient, par l'isolement des conducteurs, toutes leurs charges constantes, à l'exception d'une seule, l'équation (2) se réduit à l'expression

$$Q' - Q = \tfrac{1}{2}(E' - E)(P' + P),$$

d'où

$$(3) \qquad \frac{Q' - Q}{E' - E} = \tfrac{1}{2}(P' + P)\ldots.$$

Si l'accroissement de la charge devient de plus en plus petit

(¹) En supposant que l'on ait, pour chacun des conducteurs, la relation

$$\frac{E}{E'} = \frac{P}{P'}.$$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

et finit par s'évanouir, P′ devient égal à P, et l'équation peut s'énoncer comme il suit :

La vitesse (rate) *de l'accroissement de l'énergie électrique, due à l'accroissement de la charge de l'un des conducteurs avec une vitesse égale à l'unité, est numériquement égale au potentiel de ce conducteur* (¹).

Cette proposition s'exprime, suivant les notations du Calcul différentiel, par l'équation

$$\frac{dQ_e}{dE} = P, \tag{4}$$

qui s'applique, il faut se le rappeler, au cas où toutes les charges, sauf une seule, sont invariables.

34. Revenons à l'équation (2); nous avons précédemment démontré que l'on a

$$Q = \tfrac{1}{2}\Sigma(EP), \quad Q' = \tfrac{1}{2}\Sigma(E'P'), \tag{5}$$

ce qui permet d'écrire l'équation (2) sous la forme

$$\tfrac{1}{2}\Sigma(E'P') = \tfrac{1}{2}\Sigma(EP) + \tfrac{1}{2}\Sigma(E'P' - EP + E'P - EP'), \tag{6}$$

d'où, en réduisant,

$$\Sigma(EP') = \Sigma(E'P). \tag{7}$$

En d'autres termes :

Théorème III. — *Dans un système fixe de conducteurs, la somme des produits de la charge primitive et du potentiel final de chaque conducteur est égale à la somme des produits de leur charge finale et de leur potentiel initial.*

Ce théorème correspond, dans la théorie élémentaire de l'électrostatique, au théorème de Green dans la théorie analytique. Nous pouvons, en choisissant convenablement les

(¹) En d'autres termes : la limite du rapport de la variation de l'énergie électrique du système à la variation de la charge de l'un des conducteurs est égale au potentiel de ce conducteur.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

états initial et final du système, déduire de ce théorème un certain nombre de conséquences que nous utiliserons dans la suite.

35. En premier lieu, nous pouvons écrire, d'après (2) et (6), l'équation

$$(8) \quad \tfrac{1}{2}\Sigma(E'-E)(P'+P) = \tfrac{1}{2}\Sigma(E'P'-EP+E'P-EP');$$

ajoutant et retranchant les quantités égales de l'équation (7)

$$\Sigma(EP'-E'P) = 0,$$

le second membre de l'équation (8) devient

$$(10) \qquad \tfrac{1}{2}\Sigma(E'P'-EP-E'P+EP'),$$

d'où

$$(11) \quad \tfrac{1}{2}\Sigma(E'-E)(P'+P) = Q'-Q = \tfrac{1}{2}\Sigma(E'+E)(P'-P)$$

ou, en langage ordinaire :

Théorème IV. — *L'accroissement de l'énergie d'un système invariable de conducteurs est égal à la moitié de la somme des produits de l'accroissement du potentiel de chaque conducteur par la somme des charges initiales et finales de ces conducteurs.*

36. Si tous les conducteurs, sauf un, sont maintenus à des potentiels constants, ce qui peut se faire en les reliant à des piles de forces électromotrices constantes, l'équation (11) se ramène à l'expression

$$(12) \qquad Q'-Q = \tfrac{1}{2}(E'+E)(P'-P)$$

d'où

$$(13) \qquad \frac{Q'-Q}{P'-P} = \tfrac{1}{2}(E+E').$$

Si l'accroissement du potentiel devient de plus en plus faible, jusqu'à s'annuler, E' devient, à la limite, égal à E, et l'équation peut s'interpréter ainsi :

La vitesse de l'accroissement de l'énergie électrique du sys-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

tème, due à l'accroissement du potentiel de l'un des conducteurs avec la vitesse unité, est numériquement égale à la charge de ce conducteur.

Ce résultat s'exprime, avec les notations du Calcul infinitésimal, par la formule

$$E = \frac{dQ_p}{dP}, \tag{14}$$

dans laquelle il faut se rappeler que tous les potentiels, sauf un, restent constants.

37. *Réciprocité des potentiels.* — Il nous reste à indiquer quelques corollaires que l'on peut déduire du théorème III.

Si un conducteur A_t se trouve isolé et sans charge dans son état final et dans son état initial, on a, à la fois

$$E_t = 0, \quad E'_t = 0$$

et, par conséquent,

$$E_t P'_t = 0, \quad E'_t P_t = 0, \tag{15}$$

de sorte que les termes dépendant de A_t disparaissent des deux membres de l'équation (7).

De même, si un autre conducteur A_u est relié, à ses états initial et final, à la terre, de potentiel nul, on a

$$P_u = 0, \quad P'_u = 0$$

et

$$E_u P'_u = 0, \quad E'_u P_u = 0,$$

de sorte que, dans ce cas encore, les termes dépendant de A_u disparaissent des deux termes de l'équation (7).

Si donc tous les conducteurs, à l'exception de deux, A_r et A_s, sont isolés ou sans charge, ou reliés à la terre, l'équation (7) se réduit à la forme

$$E_r P'_r + E_s P'_s = E'_r P_r + E'_s P_s. \tag{16}$$

Supposons d'abord que tous les conducteurs soient déchargés, à l'exception de A_r, dans l'état initial du système, et

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

de A_s, dans l'état final; l'équation devient alors

$$E_r P'_r = E'_s P_s, \tag{17}$$

d'où

$$\frac{P_s}{E_r} = \frac{P'_r}{E'_s}$$

ou, en langage ordinaire :

THÉORÈME V. — *Dans un système de conducteurs fixes et isolés, le potentiel* (P_s), *produit dans* A_s *par une charge* E *communiquée à* A_r, *est égal au potentiel* (P'_r), *produit dans* A_r *par une charge égale* E, *communiquée à* A_s.

C'est la première circonstance où nous rencontrons une relation *réciproque* entre deux corps. Il existe un grand nombre de relations réciproques de ce genre; elles se présentent dans toutes les branches de la Science et nous permettent souvent de déduire la solution de nouveaux problèmes d'électricité de celles des problèmes plus simples avec lesquels nous sommes déjà familiarisés. C'est ainsi que, si l'on connaît le potentiel produit par une sphère électrisée sur un point voisin, on peut en déduire l'effet que produirait un petit corps électrisé, placé en ce point, en élevant le potentiel de la sphère.

38. *Réciprocité des charges.* — Supposons maintenant que le potentiel primitif de A_s soit P_s, que tous les autres conducteurs soient maintenus au potentiel zéro et que le potentiel final de A_r soit égal à P'_r, celui des autres conducteurs étant nul; dans ce cas, tous les termes de l'équation (7) fonctions des potentiels nuls s'évanouiront, et nous aurons encore la relation

$$E_r P'_r = E'_s P_s. \tag{18}$$

Si donc

$$P'_r = P_s,$$

on a aussi

$$E_r = E'_s \tag{19}$$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

ou, en d'autres termes :

THÉORÈME VI. — *Dans un système de conducteurs fixes, maintenus, à l'exception d'un seul, au potentiel zéro, la charge* (E_r), *induite sur* A_r *quand* A_s *est élevé au potentiel* P_s, *est égale à la charge* (E'_s) *induite sur* A_s *quand* A_r *est élevé au potentiel égal* (P'_r).

39. *Théorème de Green.* — Supposons, comme troisième cas, tous les conducteurs isolés et sans charge, et que l'on communique à A_r une charge qui élève son potentiel à P_r et celui de A_s à P_s; relions A_s à la terre, et supposons qu'une charge E'_r sur A_r induise sur A_s une charge E'_s.

Dans l'équation (16), nous avons

$$E_r = 0, \quad P'_s = 0,$$

de sorte que le premier membre s'annule et que l'équation se réduit à

$$E'_r P_r + E'_s P_s = 0, \tag{20}$$

d'où

$$\frac{P_s}{P_r} = -\frac{E'_r}{E'_s};$$

donc, si $P_s = nP_r$

$$E'_r = -nE'_s, \tag{21}$$

ou, en langage ordinaire :

THÉORÈME VII. — *Si, dans un système de conducteurs fixes, isolés et primitivement sans charge, après avoir communiqué à* A_r *une charge qui élève son potentiel à* P_r *unités et celui de* A_s *à* n *unités, on communique, dans ce même système, une unité de charge au conducteur* A_s, *et si l'on relie* A_r *à la terre, la charge induite sur* A_r *sera égale à* $-n$.

Si, au lieu de supposer tous les autres conducteurs A_t, ... isolés et sans charges, nous les avions supposés, en totalité ou en partie, reliés à la terre, le théorème serait encore vrai, mais la valeur de n varierait suivant la disposition adoptée.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

C'est un des théorèmes de Green. Comme exemple d'application, supposons que l'on connaisse la distribution de la charge induite, sur les diverses parties de la surface d'un conducteur, par un petit corps électrisé à l'unité de charge, et placé en un point défini; nous pouvons alors, à l'aide de ce théorème, résoudre le problème suivant :

Étant donné le potentiel, en chaque point d'une surface coïncidant, en position, avec celle du conducteur, déterminer le potentiel en un point correspondant à la position du petit corps électrisé.

On peut donc, étant donné le potentiel en tous les points d'une surface fermée, déterminer sa valeur pour tous les points à l'intérieur de cette surface, si elle ne renferme aucun corps électrisé; pour tous les points situés à l'extérieur, s'il n'existe, à l'extérieur, aucun corps électrisé.

Travail mécanique accompli par les forces électriques, pendant le déplacement d'un système de conducteurs électrisés et isolés.

40. Soient A_1, A_2, ... les conducteurs; E_1, E_2, ... leurs charges, constantes puisque les conducteurs sont isolés; P_1, P_2, ..., P'_1, P'_2, ... leurs potentiels avant et après leur déplacement.

L'énergie électrique Q du système, avant le déplacement, est donnée par l'expression

$$Q = \tfrac{1}{2}\Sigma(EP). \tag{22}$$

Pendant le déplacement, les forces électriques, qui agissent dans le sens du déplacement, accomplissent un travail W, et l'énergie finale qui reste dans le système est égale à

$$Q' = \tfrac{1}{2}\Sigma(EP'). \tag{23}$$

L'énergie primitive Q se trouve ainsi transformée en travail W et en énergie finale Q', de sorte que l'on a

$$Q = W + Q', \tag{24}$$

d'où

$$W = \tfrac{1}{2}\Sigma[E(P - P')]. \tag{25}$$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Cette expression donne le travail accompli pendant un déplacement quelconque, petit ou grand, d'un système isolé. Il faut, pour déterminer la force électrique, rendre ce déplacement suffisamment petit pour ne pas altérer sensiblement la configuration du système. La valeur de la composante de cette force, dans le sens du déplacement, est donnée par la limite du rapport du travail au déplacement.

Travail mécanique accompli par la force électrique pendant le déplacement d'un système de conducteurs dont chacun est maintenu à un potentiel constant.

41. Supposons d'abord que chacun des conducteurs du système soit isolé et que l'on imprime au système un petit déplacement, par lequel son potentiel varie de P à P_1; le travail accompli pendant ce déplacement sera, comme nous l'avons démontré, donné par l'équation

$$W = \tfrac{1}{2}\Sigma[E(P - P_1)]. \tag{26}$$

Fixons maintenant les conducteurs pendant que leurs charges varient de E à E_1, de manière à ramener le potentiel de P_1 à P. Nous savons, par l'équation (7), que

$$\Sigma(EP - E_1P_1) = 0, \tag{27}$$

d'où, en remplaçant dans (26) $\Sigma(EP)$ par $\Sigma(E_1P_1)$,

$$W = \tfrac{1}{2}\Sigma[(E_1 - E)P_1]. \tag{28}$$

En exécutant alternativement ces deux opérations un nombre quelconque de fois, et en désignant chaque couple d'opérations par un indice, nous obtiendrons, pour le travail total, l'expression

$$W = W_1 + W_2 + \ldots, \tag{29}$$

$$= \tfrac{1}{2}\Sigma[(E - E_1)P_1] + \tfrac{1}{2}\Sigma[(E_2 - E_1)P_2] + \ldots. \tag{30}$$

Si l'on rend chacun des déplacements partiels suffisamment petit pour que les valeurs de P_1, P_2, ... s'approchent indéfiniment de P, valeur constante du potentiel, l'expression

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

devient

$$(31)\quad \left\{\begin{aligned} W = \tfrac{1}{2}\Sigma[(E_1 - E)P] + \tfrac{1}{2}\Sigma[(E_2 - E_1)P] + \ldots \\ + \tfrac{1}{2}\Sigma[(E' - E_{n-1})P], \end{aligned}\right.$$

E′ étant la valeur de E après la dernière opération.

Le résultat final est donc exprimé par l'équation

$$(32)\qquad W = \tfrac{1}{2}\Sigma[(E' - E)P],$$

expression qui donne le travail accompli pendant un déplacement, d'une grandeur quelconque, d'un système de conducteurs : donc le potentiel est maintenu constant pendant ce déplacement.

Nous pouvons écrire cette expression sous la forme

$$(33)\qquad W = \tfrac{1}{2}\Sigma(E'P) - \tfrac{1}{2}\Sigma(EP)$$

ou

$$(34)\qquad W = Q - Q'.$$

Le travail accompli par les forces électriques est donc égal à l'*accroissement* de l'énergie électrique du système, pendant le déplacement, lorsque le *potentiel* de chaque conducteur est maintenu constant. Lorsque la *charge* de chacun des conducteurs reste constante, le travail accompli est égal au *décroissement* de l'énergie électrique du système.

Donc, lorsque le potentiel de chacun des conducteurs reste constant pendant un déplacement correspondant à l'accomplissement d'un travail W, les piles employées pour maintenir le potentiel constant doivent développer un travail égal à 2W; la moitié de l'énergie communiquée au système est dépensée à accroître l'énergie électrique du système, l'autre moitié se manifeste sous la forme de travail mécanique.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

CHAPITRE IV.

LE CHAMP ÉLECTRIQUE.

42. Nous avons vu que, lorsqu'un corps électrisé est renfermé dans une enceinte conductrice fermée, l'électrisation totale de la surface intérieure de l'enceinte est toujours numériquement égale et d'espèce opposée à celle du corps. Ceci est vrai si grand que soit le vase; il peut être constitué par une salle de dimensions quelconques, dont le sol, les murailles et le plafond seraient en matières conductrices. Ses bornes pourraient être encore plus éloignées, formées par la surface de la terre, les branches d'un arbre, les nuages ou même par les limites les plus reculées de l'atmosphère ou de l'univers.

Dans tous les cas, partout où nous rencontrons un corps électrisé isolé, nous sommes certains de trouver, aux confins du milieu isolant, quels qu'ils soient, une quantité d'électrisation égale et d'espèce opposée à celle du corps.

Cette correspondance de propriétés entre les deux limites du milieu isolant nous conduit à examiner l'état de ce milieu même, afin d'y découvrir la raison d'être de cette relation entre l'électrisation de ses limites intérieures et extérieures. En dirigeant ainsi notre attention sur l'état du milieu isolant, au lieu de la limiter au conducteur qu'il renferme et à sa surface extérieure, nous suivrons la voie qui conduisit Faraday à la plupart de ses découvertes en électricité.

43. Afin de mieux définir notre conception, nous examinerons d'abord le cas d'un corps conducteur électrisé positivement, et isolé à l'intérieur d'un récipient conducteur. L'espace compris entre le conducteur et le récipient est rempli d'air ou d'une autre substance isolante.

Nous appellerons cette substance le milieu *isolant* tant que

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

nous ne la considérerons que comme retenant la charge à la surface du corps électrisé : lorsque nous la considérerons comme prenant une part importante à la manifestation des phénomènes électriques, nous l'appellerons, comme Faraday, le milieu *diélectrique;* enfin, lorsque nous considérerons la région occupée par ce milieu comme constituant une partie de l'espace dans lequel on peut observer des phénomènes électriques, nous donnerons à cette région le nom de *champ électrique.*

Nous ne sommes pas tenus, en employant cette expression, de nous figurer le mode suivant lequel le milieu diélectrique participe au phénomène, mais nous emploierons ensuite utilement le terme *diélectrique,* lorsque nous essayerons de formuler une théorie de l'action de ce milieu.

EXPLORATION DU CHAMP ÉLECTRIQUE.

Expérience XI. — (*a*) *Exploration au moyen d'un petit corps électrisé.*

44. Électrisons une petite sphère, une balle de résine dorée par exemple, et transportons-la, suspendue à un fil de soie blanche, en un point quelconque du champ électrique. Si la sphère est suspendue de manière que la tension du fil équilibre exactement son poids, elle se mouvra, une fois dans le champ électrique, sous l'impulsion d'une force nouvelle développée par l'action de la sphère électrisée sur l'état électrique du champ. Cette nouvelle force tend à déplacer la sphère dans une certaine direction que l'on appelle la *direction de la force électromotrice.*

Si la charge de la sphère varie, la force reste sensiblement proportionnelle à la charge, pourvu que la charge ne soit pas suffisante pour occasionner une perturbation sensible dans l'état d'électrisation du système. Si la charge est positive, la force qui actionne la sphère est dirigée, en somme, *du* corps électrisé positivement *vers* les parois de la salle, électrisées négativement; si la charge est négative, la force agit dans le sens opposé.

Donc, puisque la force qui agit sur la sphère électrisée dépend, à la fois, de sa charge, de sa position et de l'électri-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

sation du système, il convient de considérer cette force comme le produit de deux facteurs, dont l'un est la charge de la sphère et l'autre *la force électromotrice, au point du champ électrique occupé par le centre de la sphère.*

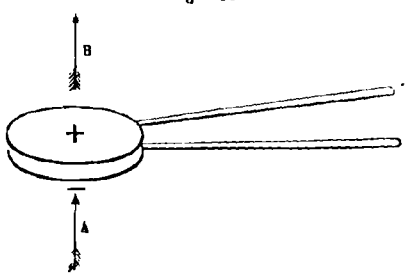
Cette force électromotrice en un point est définie en grandeur et en direction. Un corps chargé positivement, placé en ce point, tend à se mouvoir dans la direction positive de la ligne qui représente la force : un corps chargé négativement tend à se déplacer en sens contraire.

Expérience XII. — (*b*) *Exploration au moyen de deux disques.*

45. La force électromotrice ne tend pas seulement à déplacer les corps électrisés, elle tend aussi à transporter l'électrisation d'une partie d'un corps à une autre.

Prenons deux petits disques en étain, minces et égaux,

Fig. 15.



fixés à des tiges de cire ou d'ébonite; déchargeons-les et plaçons-les, face à face, dans le champ électrique, perpendiculairement à la direction de la force électromotrice. Amenons alors ces disques au contact, puis séparons-les : éprouvons-les, l'un après l'autre, en les introduisant dans le récipient de la septième expérience (p. 21). On constatera (*fig.* 15) que chacun d'eux est chargé, que, si la force électromotrice agit suivant AB, le disque du côté de A sera chargé négativement et l'autre positivement, et que les valeurs numériques de ces charges sont égales.

Cette expérience démontre qu'il s'est produit un transport

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

(*transference*) direct d'électricité, d'un corps sur l'autre, dans la direction de la force électromotrice : elle procure, pour la mesure de la force électromotrice en un point, une méthode bien préférable à celle de l'expérience exécutée avec une balle de résine chargée. En effet, la mesure des petites forces est toujours une opération difficile; elle devient presque impossible quand le poids du corps soumis à ces forces agit comme une force perturbatrice et doit être compensé par un ajustement de contrepoids; la mesure des charges électriques des disques est, au contraire, beaucoup plus simple.

Les deux disques peuvent, lorsqu'ils sont au contact, être considérés comme n'en formant qu'un seul, et le fait qu'ils ont acquis, après leur séparation, des charges égales et opposées, démontre qu'il existait entre eux, pendant leur contact, une distribution d'électrisation telle que l'électrisation de chaque disque était opposée à celle du corps le plus voisin, constitué, soit par le corps isolé chargé positivement, soit par la surface intérieure du vase enveloppant, chargée négativement.

Tension électrique.

46. Les deux disques tendent, après leur mise en contact, à se séparer, et à se rapprocher des surfaces électrisées en sens contraire, auxquelles ils font face. La force avec laquelle ils tendent à se séparer est proportionnelle à leur surface et augmente avec la force électromotrice, non pas en raison directe de cette force, mais proportionnellement à son carré.

L'électrisation de chacun des disques est proportionnelle à la force électromotrice, et la force mécanique qu'il subit est proportionnelle, à la fois, à son électrisation et à sa force électromotrice, c'est-à-dire au *carré* de la force électromotrice.

On peut se rendre compte de cette force en supposant qu'il existe, en chaque point du diélectrique où se manifeste une force électromotrice, une tension, comme celle d'une corde tendue, agissant dans la direction de la force électromotrice et proportionnelle à son carré en ce point. Cette tension

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

n'agit qu'à l'extérieur de chaque disque et nullement sur la surface tournée vers l'autre disque, car il n'existe, dans l'espace compris entre les disques, aucune force électromotrice et, par conséquent, aucune tension.

L'expression *tension électrique* a été employée par plusieurs auteurs avec des sens différents; dans ce Traité, nous lui donnerons toujours la signification indiquée ci-dessus, à savoir l'effort, exprimé en kilogrammes ou en grammes par unité de surface, exercé, par l'air ou par tout autre milieu diélectrique, dans la direction de la force électromotrice.

EXPÉRIENCE XIII. — *Plan d'épreuve de Coulomb.*

47. Si l'on place l'une des faces de l'un des disques en contact avec un conducteur électrisé, on constate, après l'en avoir séparé, que le disque est chargé; si le disque est très mince, et si la surface électrisée est si plate que toute la surface du disque en soit très proche, la charge du disque sera sensiblement égale à celle de la partie de la surface électrisée qu'il recouvre; si le disque est épais, ou ne se trouve pas tout entier très près de la surface électrisée, sa charge sera un peu plus grande.

Cette méthode d'étude de la densité de l'électrisation d'une surface a été imaginée par Coulomb, et l'on appelle *plan d'épreuve* de Coulomb le disque employé à cet effet.

La charge du disque est, d'après l'expérience XII, proportionnelle à la force électromotrice sur la surface électrisée, d'où il suit que la force électromotrice, au voisinage immédiat d'une surface conductrice, est proportionnelle à la densité de l'électrisation en cette partie de la surface.

Puisque la surface d'un conducteur quelconque est une surface équipotentielle, la force électromotrice lui est normale : ce fait, que la force électromotrice, en un point voisin de la surface d'un conducteur, lui est normale et proportionnelle à la densité de l'électrisation en ce point, a été démontré expérimentalement, pour la première fois, par Coulomb; on l'énonce souvent sous le titre de *loi de Coulomb*.

On peut démontrer, au moyen de l'expérience suivante, que,

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

lorsque le plan d'épreuve est écarté d'un conducteur électrisé dont la surface s'est exactement appliquée sur la sienne, sa charge est égale à celle de la partie de la surface qu'il a recouverte.

On place, sur un support isolé, une sphère d'un rayon égal à cinq unités, et l'on fixe, à l'extrémité d'une tige isolante, une petite calotte sphérique très mince : le rayon de la calotte sphérique étant égal à 5, le diamètre de son grand cercle doit être égal à 8 et sa flèche à 2. Lorsqu'on l'applique sur la sphère, cette calotte couvre le cinquième de sa surface. On dispose, en même temps, d'une seconde sphère, également sur un support isolé.

On électrise la première sphère, on met la calotte sphérique en contact avec elle, puis on l'enlève, et l'on met la deuxième sphère en contact avec la première; on l'éloigne, on la décharge et on lui fait toucher de nouveau la première sphère. On place alors la calotte dans un récipient conducteur que l'on décharge par la terre : on isole ensuite le vase et l'on enlève la calotte. Si l'on fait alors toucher le vase, à l'extérieur, par l'une des deux sphères, on constate qu'elles sont complètement déchargées.

Soient e l'électrisation de la première sphère, et ne la charge enlevée par le segment sphérique : la charge qui reste sur la sphère est alors $(1-n)e$. La charge de la première sphère est ensuite partagée par la seconde et devient $\frac{1}{2}(1-n)e$, puis la deuxième sphère est déchargée et sa charge divisée de nouveau, de sorte que la charge de chaque sphère devient égale à $\frac{1}{4}(1-n)e$. La charge du vase isolé est égale et opposée à celle du segment : elle est donc égale à $-ne$; elle se trouve, de plus, exactement neutralisée par la charge de l'une des sphères, de sorte que l'on a

$$\frac{1}{4}(1-n)e+(-ne)=0,$$

d'où

$$n=\frac{1}{5},$$

c'est-à-dire que l'électricité enlevée par le segment qui a recouvert le cinquième de la surface de la sphère est bien égale au cinquième de la charge totale de la sphère.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Expérience XIV. — *Direction de la force électromotrice en un point.*

48. Une bonne méthode pour déterminer la direction de la force électromotrice consiste à suspendre, par son milieu, un petit conducteur de forme allongée au point donné du champ. Les deux extrémités de ce petit conducteur s'électrisent en sens contraire et sont sollicitées en des directions opposées par la force électromotrice, de sorte que son axe se place, de lui-même, dans la direction de la force en ce point. On peut se servir très avantageusement d'un bout de cordonnet de lin ou de coton, traversé en son milieu par un fil de soie; le fil de soie, tenu par les deux bouts, sert à transporter le cordonnet en un point quelconque du champ; il prend alors la direction de la force électrique en ce point.

Expérience XV. — *Potentiel en un point du champ.*

49. Suspendons dans le champ, et par des fils de soie, deux petites sphères de métal non chargées et relions-les par un fil métallique très fin, fixé à l'extrémité d'une tige d'ébonite; enlevons ensuite le fil et les sphères séparément, et examinons leurs charges.

On constatera que les deux sphères ont reçu, si elles se sont électrisées, des charges égales et opposées. Si les potentiels aux points du champ occupés par les centres des sphères, sont différents, il s'opérera un transport d'électrisation positive du point de potentiel élevé au point de potentiel inférieur; la sphère du point au potentiel élevé sera donc chargée négativement et celle qui se trouve au point de potentiel inférieur sera chargée positivement.

On démontre que ces charges sont proportionnelles à la différence de potentiel aux deux points.

Nous possédons ainsi une méthode de détermination des points du champ auxquels le potentiel est le même. Fixons une des sphères en un point et déplaçons l'autre jusqu'à ce qu'en réunissant, comme précédemment, les deux sphères par un fil métallique, on ne reconnaisse aucun changement sur l'une ou l'autre des deux sphères. Les potentiels, aux

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

points du champ occupés alors par les deux sphères, doivent être égaux. On peut ainsi déterminer le lieu des points dont le potentiel est égal à celui d'un point donné.

Tous ces points se trouvent sur une surface que l'on appelle *équipotentielle :* d'un côté de cette surface, le potentiel est plus élevé et, de l'autre, plus bas que sur cette surface.

Nous avons vu que l'électricité n'a pas de tendance à s'écouler d'un point à l'autre de cette surface; un corps électrisé astreint à se mouvoir sur cette surface y serait donc en équilibre et, par conséquent, soumis à une force normale, en tout point, à la surface équipotentielle.

Expérience XVI.

50. Nous pouvons n'employer qu'une seule sphère, la toucher, après l'avoir placée en un point du champ, avec un fil relié à la terre, enlever la sphère, puis en déterminer la charge; cette charge est proportionnelle au potentiel au point donné, une charge positive correspondant à un potentiel négatif.

Surfaces équipotentielles.

51. On peut ainsi déterminer le potentiel en un nombre quelconque des points du champ, et supposer tracées une série de surfaces équipotentielles correspondant à des valeurs du potentiel représentées par les valeurs 1, 2, 3.

Ces surfaces forment, en général, une série de surfaces imbriquées, dont chacune, enveloppée par la surface suivante, enveloppe elle-même celle qui la précède.

Deux surfaces équipotentielles distinctes ne peuvent se couper, bien qu'une surface équipotentielle donnée puisse être formée de deux ou de plusieurs feuillets se coupant suivant certaines lignes et en certains points.

La surface d'un conducteur en équilibre est une surface équipotentielle; car, si le potentiel, en un point quelconque du conducteur, différait de celui d'un autre de ses points, l'électricité s'écoulerait du point du potentiel le plus élevé vers celui du potentiel moins élevé, jusqu'à ce que les potentiels fussent devenus égaux.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

EXPÉRIENCE XVII.

52. *Méthode réciproque.* — Nous pouvons, pour déterminer expérimentalement les surfaces équipotentielles d'un système électrisé, employer une petite sphère exploratrice reliée d'une façon permanente, par un fil fin, à l'une des électrodes d'un électroscope dont l'autre électrode serait reliée à la terre. Plaçons le centre de la sphère en un point donné, et réunissons un instant les électrodes. Les indications de l'électroscope seront ainsi ramenées au zéro. Si l'on déplace maintenant la sphère de manière que l'électromètre reste au zéro pendant ce déplacement, la trajectoire du centre de la sphère exploratrice restera sur une surface équipotentielle; car, si elle se mouvait vers un point de potentiel plus élevé ou plus bas, l'électricité s'écoulerait de la sphère à l'électroscope ou de l'électroscope à la sphère.

Si les corps appartenant au système électrisé ne sont pas parfaitement isolés, leurs potentiels et ceux des points du champ tendront vers zéro. Si la trajectoire du centre de la sphère exploratrice reste telle que son potentiel, en chaque point, ait une valeur déterminée, toujours la même, quand le centre de la sphère y passe, les différents points de cette trajectoire ne se trouvent plus sur une surface équipotentielle à chaque instant, car, le potentiel diminuant partout, la trajectoire doit, pour que cette diminution n'affaiblisse pas le potentiel de la sphère, passer des surfaces à potentiel inférieur à des surfaces de potentiel supérieur.

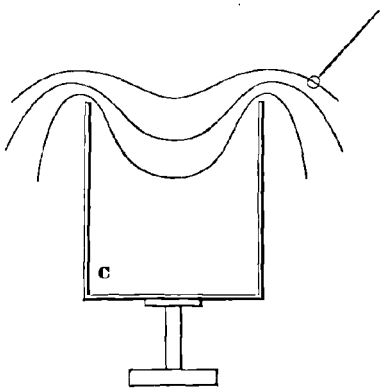
EXPÉRIENCE XVIII.

53. *Méthode fondée sur le théorème V.* — La méthode suivante, fondée sur le théorème V, n° 37, est, en bien des cas, plus avantageuse, car il est beaucoup plus facile d'assurer le bon isolement de la sphère exploratrice sur sa tige non conductrice que celui d'un grand conducteur électrisé, de forme irrégulière. Soit, par exemple, à déterminer les surfaces équipotentielles dues à l'électrisation du conducteur C (*fig.* 16) placé sur un support isolant. Réunissons le conducteur à l'une des électrodes de l'électroscope et l'autre électrode à la terre;

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

électrisons la sphère exploratrice, supportée par une tige isolante, et transportons son centre en un point donné : relions entre elles, pour un instant, les électrodes, et déplaçons la sphère le long d'une trajectoire telle que les indications de l'électroscope restent constantes; cette trajectoire s'étendra sur une surface équipotentielle.

Fig. 16.



En effet, d'après le théorème V, la partie du potentiel du conducteur C, due à la présence de la sphère exploratrice chargée, ayant son centre en un point donné, est égale au potentiel dû, en ce même point, à une charge du conducteur C égale à celle de la sphère exploratrice.

Dans cette opération, le potentiel du conducteur reste, ou à peu près, égal à zéro, pendant toute la durée de l'expérience, de sorte que la charge de ce corps tend très peu à changer. La sphère exploratrice se trouve, d'autre part, à un potentiel élevé, mais, comme elle n'est reliée par des fils à aucun autre corps, on peut rendre son isolement presque parfait.

Lignes de force électrique.

54. La direction de la force électrique, aux différents points du champ, étant déterminée, on appelle *ligne de force élec-*

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

trique toute ligne telle que sa direction coïncide, en tout point, avec celle de la force électrique en ce point : on peut, en traçant un nombre suffisant de ces lignes, déterminer la direction de la force aux différents points du champ.

Puisque la force électromotrice est, en tout point, normale aux surfaces équipotentielles, les lignes de force coupent partout ces surfaces à angles droits; les lignes de force qui rencontrent la surface d'un conducteur lui sont donc normales; leur électrisation est positive aux points où elles sortent du conducteur et négative aux points où elles y pénètrent.

Toute ligne de force est dirigée, en tout point, des potentiels élevés vers les potentiels inférieurs.

Les extrémités d'une même ligne de force sont appelées *points correspondants*.

Toute ligne de force commence en un point situé sur une surface électrisée positivement et finit en un point correspondant sur une surface négative.

Le potentiel de la première de ces surfaces doit être plus élevé que celui de la seconde.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

CHAPITRE V.

LOI DES LIGNES D'INDUCTION DE FARADAY.

55. Faraday emploie, dans ses recherches électriques, les lignes de force, pour indiquer, non seulement la direction de la force électrique en chaque point du champ, mais aussi la quantité d'électrisation répartie sur une portion donnée de la surface électrisée.

Considérons une partie d'une surface électrisée comme isolée par la ligne qui la délimite, et faisons passer, par chacun de ses points, une ligne de force prolongée jusqu'à son intersection avec un autre corps quelconque, en un point que l'on dit *correspondre* au point du corps dont la ligne émane; ces lignes formeront une surface tubulaire, et découperont, sur la surface de l'autre corps, une portion de surface *correspondant* à celle du premier corps; les électrisations des deux portions de surfaces correspondantes sont numériquement égales, mais de sens opposés.

56. On peut considérer comme un cas particulier de la loi de Faraday ce fait, démontré précédemment par l'expérience, que l'électrisation de la surface intérieure d'un vase conducteur fermé est égale et opposée à celle du corps électrisé qu'il renferme. Nous possédons, dans ce cas, une relation entre l'électrisation totale de la surface intérieure du vase et celle de la surface opposée du corps qu'il renferme. D'après la loi de Faraday, on peut, en tirant les lignes de force d'une surface à l'autre, trouver les points correspondants de ces

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

surfaces, les lignes correspondantes sont telles que tout point de l'une d'elles a son point correspondant sur l'autre, et que les électrisations des deux portions de surfaces opposées, limitées par ces lignes correspondantes, sont égales et opposées.

57. Nous avons donné à ces lignes le nom de *lignes de force,* parce que nous avons commencé par les définir comme des lignes dont la *direction*, en chaque point, coïncide avec celle de la force électrique. Toute ligne de force commence à une surface électrisée positivement et finit à une surface électrisée négativement, et les points de ces surfaces auxquels les lignes commencent et aboutissent sont appelés points *correspondants.*

Faraday a appelé *tube d'induction* la surface tubulaire formée par une série de lignes de force et par les deux portions de surfaces correspondantes que leurs extrémités découpent sur les surfaces auxquelles elles aboutissent, électrisées l'une positivement et l'autre négativement; il leur a donné ce nom, parce que, d'après lui, l'induction électrique est l'état du diélectrique par lequel les électrisations des surfaces opposées sont amenées, l'une par rapport à l'autre, à la relation physique mutuelle que nous exprimons en disant que leurs électrisations sont égales et opposées.

Propriétés du tube d'induction.

58. L'électrisation de la portion de la surface électrisée positivement d'où émane le tube d'induction est numériquement égale, et de sens contraire, à celle de l'électrisation négative de la portion de surface où se termine le tube d'induction.

En divisant la surface positive en parties dont l'électrisation est égale à l'unité, et en traçant les tubes correspondants, nous obtenons un système de *tubes unités,* qui nous sera très utile pour la description des phénomènes électriques. Dans ce cas, en effet, l'électrisation d'une surface est mesurée par le *nombre* des tubes qui y aboutissent : s'ils *émanent* de cette sur-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

face, leur nombre représente l'électrisation *positive,* s'ils y *aboutissent,* l'électrisation est *négative.*

C'est dans ce sens que Faraday parle si souvent du *nombre* des lignes de force qui tombent sur une aire donnée.

Si nous supposons tracée, dans le champ électrique, une surface imaginaire [1], la grandeur de l'induction électrostatique exercée à travers cette surface est mesurée par le nombre des tubes d'induction qui la traversent; elle est positive ou négative, suivant que les tubes la traversent dans une direction positive ou négative.

59. En tout point de sa trajectoire, une ligne d'induction électrostatique se dirige toujours des lieux de potentiel supérieur vers ceux de potentiels inférieurs, suivant une trajectoire perpendiculaire aux surfaces équipotentielles qu'elle traverse.

Nous avons vu que le champ électrique est divisé, par les surfaces équipotentielles, en une série d'enveloppes, semblables à celles d'un oignon, dont l'épaisseur, en chaque point, est inversement proportionnelle à la force électrique en ce point.

Nous avons aussi divisé le champ électrique en un système de tubes-unités d'induction, dont la section, en chaque point, varie en raison inverse de l'intensité de l'induction électrique en ce point.

Chacun de ces tubes est coupé, par les surfaces équipotentielles, en un certain nombre de segments, auxquels on peut donner le nom de *cellules-unités.*

60. *Cellules.* — Dans le cas le plus simple, celui d'un seul corps électrisé positivement placé à l'intérieur d'un vase conducteur fermé, tous les tubes d'induction commencent au corps électrisé positivement et finissent à la surface intérieure du vase, électrisée négativement. Le nombre de ces tubes est, puisqu'ils sont des tubes-unités, égal au nombre des unités

---

[1] On appelle *surface imaginaire* une surface sans existence physique, mais dont on peut supposer l'existence dans l'espace sans qu'elle n'affecte en rien les propriétés physiques de la substance qui occupe cet espace.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

électriques de la charge du corps électrisé; chacun d'eux coupe toutes les surfaces équipotentielles qui enveloppent le corps et sont renfermées par le vase; chaque tube est donc divisé en un nombre de segments représentant la différence entre le potentiel du corps électrisé et celui du vase.

Si l'on désigne par e et p la charge et le potentiel du corps, par E et P ceux du vase, le nombre total des cellules est égal à

$$e(p - P),$$

ou, puisque $E = -e$, à

$$ep + EP,$$

c'est-à-dire au double de l'expression que nous avons trouvée (n° 31), pour représenter l'énergie électrique du système; donc, dans ce cas simple, le nombre des cellules est égal au double de celui des unités d'énergie du système.

S'il y a plusieurs corps électrisés A, B, C, ..., les tubes d'induction qui émanent de l'un d'eux A aboutissent, soit à la surface intérieure du vase enveloppant, soit à l'un des autres corps électrisés.

Soient

E_1, E_2, E_3 les charges de A, B, C;
P_1, P_2, P_3 leurs potentiels;
E_0, P_0 la charge et le potentiel du vase;
E_{AB}, E_{AC}, E_{AO} le nombre des tubes d'induction allant, de A, aux conducteurs B, C et au récipient O.

Le nombre total des cellules sera donné par la somme

$$\begin{aligned} E_{AB}(P_1 - P_2) + E_{AC}(P_1 - P_3) + E_{AO}(P_1 - P_0) \\ + E_{BC}(P_2 - P_3) + E_{BO}(P_2 - P_0) \\ + E_{CO}(P_3 - P_0). \end{aligned}$$

En ordonnant les termes de cette somme suivant leurs potentiels, et en remarquant que, puisque E_{AB} désigne le nombre des tubes qui passent de A à B, E_{BA} doit désigner celui des tubes qui vont de B à A, et que l'on a, par conséquent,

$$E_{BA} = -E_{AB},$$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

cette expression devient

$$\begin{aligned} & P_1 (E_{AB} + E_{AC} + E_{AO}) \\ + & P_2 (E_{BC} + E_{BO} + E_{BA}) \\ + & P_3 (E_{CO} + E_{CA} + E_{CB}) \\ + & P_0 (E_{OA} + E_{OB} + E_{OC}). \end{aligned}$$

Or le coefficient $E_{AB} + E_{AC} + E_{AO}$ représente le nombre total des tubes émanant de A et se trouve, par conséquent, égal à E_1; la charge de A et les cofficients des autres potentiels sont aussi égaux aux charges des corps auxquels ils se rapportent, de sorte que l'expression finale se réduit à la somme

$$P_0 E_0 + P_1 E_1 + P_2 E_2 + P_3 E_3,$$

égale au double de l'énergie du système.

Donc, *quel que soit le nombre des corps électrisés, le nombre des cellules est égal au double du nombre des unités d'énergie électrique du système.*

61. *Énergie.* — Cette remarquable correspondance, entre le nombre des cellules en lesquelles les tubes d'induction sont divisés par les surfaces équipotentielles et l'énergie électrique du système, nous conduit à rechercher si le siège véritable de l'énergie électrique ne se trouverait pas dans le milieu diélectrique ainsi découpé en cellules, chaque cellule étant considérée comme une portion de ce milieu dans laquelle se trouverait emmagasinée une demi-unité d'énergie. Il nous suffit de supposer que la force électromotrice impose, au diélectrique sur lequel elle agit, un état de contrainte (*constraint*) dont il tend toujours à se dégager.

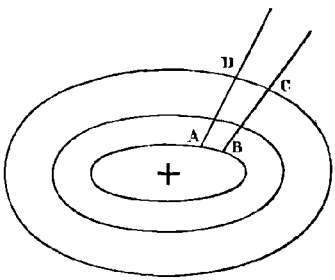
Pour rendre plus claire notre conception de ce phénomène, considérons une cellule isolée ABCD (*fig.* 17), appartenant à un tube d'induction émanant d'un corps électrisé positivement, et limitée par deux des surfaces équipotentielles consécutives qui enveloppent le corps.

Nous savons qu'il existe une force électromotrice agissant du corps électrisé vers l'extérieur : cette force produirait, si elle agissait sur un milieu conducteur, un courant électrique,

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

qui durerait aussi longtemps que l'action de la force. Mais, ce milieu étant non-conducteur ou diélectrique, la force électromotrice a pour effet de produire ce que nous pourrions appeler un *déplacement électrique*, c'est-à-dire que l'électricité

Fig. 17.



est repoussée vers l'extérieur, dans la direction de la force électromotrice : l'état de l'électricité est d'ailleurs, pendant ce déplacement, tel qu'elle reprend, aussitôt que la force électromotrice disparaît, la position qu'elle occupait avant le déplacement.

La grandeur du déplacement électrique est mesurée par la quantité d'électricité qui traverse une surface imaginaire et fixe, tracée parallèlement aux surfaces équipotentielles.

Nous ne connaissons absolument en rien la distance le long de laquelle une portion quelconque de l'électricité est déplacée de sa position primitive ; la seule chose que nous connaissions est la quantité d'électricité qui traverse une surface donnée. Plus il y a d'électricité renfermée, par exemple, dans un centimètre cube, plus nous devons supposer réduite la distance le long de laquelle il faut la déplacer pour qu'il en passe une quantité donnée par chaque centimètre carré de la surface fixée dans ce milieu. Il est probable que le mouvement réel de déplacement est excessivement petit, ce qui nous amène à supposer que la quantité d'électricité d'un centimètre cube du milieu est excessivement grande. S'il en est ainsi, la vitesse réelle de l'électricité, dans un fil télégraphique, devrait être très faible, moindre, par exemple, que d'un centième

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

de pouce à l'heure, bien que les signaux qu'il transmet puissent se propager avec une grande vitesse.

62. *Déplacement.* — Le déplacement, à travers une section quelconque d'un tube unité d'induction, représente une unité d'électricité, et la direction du déplacement est celle de la force électromotrice, c'est-à-dire, qu'elle va des potentiels supérieurs aux potentiels inférieurs.

Nous avons à considérer, outre le déplacement électrique dans la cellule, l'état des deux extrémités de la cellule formées par les surfaces équipotentielles. Nous devons supposer que, dans toute cellule, l'extrémité formée par la surface de potentiel supérieur est recouverte d'une unité d'électricité positive, tandis que l'extrémité opposée, formée par la surface de potentiel inférieur, est recouverte par une unité d'électricité négative. A l'intérieur même du milieu, où l'extrémité positive de chacune des cellules se trouve au contact de l'extrémité négative de la cellule voisine, ces deux électrisations se neutralisent exactement, mais, aux points où le milieu diélectrique est limité par un conducteur, l'électrisation n'est plus neutralisée et constitue l'électrisation que l'on observe à la surface du conducteur.

D'après ces idées sur l'électrisation, nous devons la considérer comme une propriété du milieu diélectrique, plutôt que du conducteur entouré par ce milieu.

63. *Tension.* — Si nous admettons, en outre, qu'il existe, en tout point d'un diélectrique au travers duquel a lieu l'induction électrique, une tension analogue à celle d'une corde, dans la direction des lignes de force, en même temps qu'une pression à angle droit des lignes de force, nous pourrons ainsi nous rendre compte de toutes les actions mécaniques qui se manifestent entre les corps électrisés.

La tension, rapportée à l'unité de surface, est proportionnelle au carré de la force électromotrice au point donné; la pression a la même valeur numérique, mais de signe contraire.

J'ai démontré, dans mon grand *Traité d'Électricité,* qu'un système de forces moléculaires (*stress*) tel que celui que nous

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

venons de définir peut se concilier avec l'équilibre d'un milieu diélectrique fluide, et que cet état des forces, dans ce milieu, est mécaniquement équivalent à l'attraction ou à la répulsion que manifestent les corps électrisés.

Je n'ai cependant pas essayé d'expliquer, par une hypothèse quelconque relative à la constitution interne du milieu diélectrique, de quelle manière le déplacement électrique occasionnerait cet état de tension, ou lui serait associé.

Nous avons ainsi figuré, au moyen des tubes d'induction et des surfaces équipotentielles, une représentation géométrique du champ de la force électrique; on en trouvera, dans la suite de cet Ouvrage, des diagrammes pour quelques cas particuliers.

La direction et la grandeur de la force électrique en un point peuvent se représenter au moyen des surfaces équipotentielles ou des tubes d'induction. Nous pouvons, en employant ces deux manières de figuration, déduire d'importants théorèmes de la théorie de l'électricité, par l'étude des relations entre les surfaces équipotentielles et les tubes d'induction.

Sur l'emploi des analogies physiques.

64. Dans bien des cas, les relations des phénomènes, dans deux questions de physique différentes, présentent une certaine analogie qui nous permet, lorsque nous avons résolu l'une de ces questions, d'employer notre solution à celle de l'autre question. La similitude qui constitue cette analogie n'existe pas dans les phénomènes eux-mêmes, mais entre les relations de ces phénomènes.

Prenons, comme exemple, un cas d'une extrême simplicité. Une personne peu habituée aux opérations de l'Arithmétique, ayant à chercher le prix de 52 yards de coton à 7 pence le yard, arrivera de suite, sans calcul, à dire que ce prix est de 364 pence, si elle se rappelle qu'il y a 52 semaines et 1 jour dans une année de 365 jours. Il n'y a, dans ce cas, aucune ressemblance entre les quantités elles-mêmes (les jours et les yards); il n'y a de similitude qu'entre les relations arith-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

métiques de ces quantités avec d'autres, dans une même question.

L'analogie entre les phénomènes électrostatiques et ceux de la conduction uniforme de la chaleur dans les corps solides a été indiquée, pour la première fois, par sir W. Thomson, dans son Mémoire *Sur le mouvement uniforme de la chaleur dans les corps homogènes solides et ses rapports avec la théorie mathématique de l'électricité,* publié dans le *Cambridge Mathematical Journal* de février 1842, et reproduit dans le *Philosophical Magazine* de 1854 et dans la réimpression des Mémoires de Thomson, sur l'*Électrostatique et le Magnétisme*. Le Tableau ci-dessous fera ressortir la nature de cette analogie :

Électrostatique.	*Chaleur.*
Champ électrique.	Corps inégalement chauffé.
Milieu diélectrique.	Corps conducteur de la chaleur.
Potentiel électrique en différents points du champ.	Température en différents points du corps.
Force électromotrice tendant à déplacer les corps électrisés positivement des points de potentiels supérieurs vers ceux de potentiels inférieurs.	Flux de chaleur, par conduction, des points de hautes températures vers ceux de basses températures.
Corps conducteur.	Parfait conducteur de chaleur.
Surface d'un conducteur électrisée positivement.	Surface par laquelle la chaleur s'écoule dans le corps.
Surface d'un conducteur électrisée négativement.	Surface par laquelle la chaleur s'échappe d'un corps.
Corps électrisé positivement.	Source de chaleur.
Corps électrisé négativement.	Fuite (*sink*) de chaleur : point où la chaleur disparaît du corps.
Surface équipotentielle.	Surface isotherme.
Ligne ou tube d'induction.	Ligne ou tube d'écoulement de chaleur.

Les progrès des sciences physiques ont été grandement aidés par l'emploi de ces analogies et d'autres de même nature, mais nous devons, afin d'éviter les dangers des pures hypothèses, étudier avec soin la véritable nature des analogies de ce genre. Nous ne devons pas conclure, de la similitude partielle de quelques-unes des lois des phénomènes de la chaleur et de l'électricité, qu'il existe entre les causes

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

de ces phénomènes une similitude physique réelle. La similitude n'existe qu'entre les relations, et non pas entre les choses qui en sont l'objet.

Cette similitude est, autant qu'on peut l'étendre, si complète, que tous les résultats que nous pouvons obtenir, en ce qui concerne l'électricité ou la conduction de la chaleur, peuvent être immédiatement traduits, sans crainte d'erreurs, du langage de l'une des sciences dans celui de l'autre. Nous sommes libres de faire usage, en poursuivant nos recherches dans l'un de ces sujets, des idées appartenant à l'autre, si nous pouvons ainsi apercevoir plus clairement l'enchaînement de nos raisonnements successifs.

Nous devons nous rappeler qu'à l'époque où Sir W. Thomson indiqua l'analogie entre les phénomènes thermiques et électrostatiques, les hommes de science étaient fermement convaincus que l'attraction électrique était une action directe à distance entre les corps, comme ils pensaient que la conduction de la chaleur consistait en un flux continu d'un fluide matériel à travers les corps solides. La dissemblance entre la chaleur et l'électricité mêmes paraissait donc, aux hommes de ce temps, beaucoup plus grande qu'aux lecteurs de ce livre, qui, à moins d'avoir reçu une autre instruction, n'ont pas encore appris que la chaleur est un fluide ou que l'électricité agit à distance.

65. Nous allons maintenant considérer les limites de cette analogie et déterminer les limites au delà desquelles il ne faut pas l'étendre.

En premier lieu, c'est seulement pour une classe particulière de cas de conduction de la chaleur qu'il se présente, en Électrostatique, des cas analogues. En général, quand la chaleur s'écoule dans un corps, elle fait que la température de certaines parties du corps s'élève et que celle des autres s'abaisse, de sorte que le flux de chaleur qui dépend de ces températures est lui-même variable. Si la source de chaleur est maintenue constante, les températures des différentes parties du corps tendent vers un état dans lequel elles restent invariables. La quantité de chaleur qui entre dans une partie du corps quelconque est alors exactement égale à celle qui

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

en sort pendant le même temps; on dit dans ce cas que le flux de chaleur est uniforme (*steady*).

L'analogie avec les phénomènes électrostatiques ne s'applique qu'au flux de chaleur uniforme seulement; le cas, plus général, d'un flux variable de chaleur, n'a rien d'analogue en Électrostatique. D'autre part, le cas particulier d'un écoulement uniforme de chaleur diffère lui-même, par un élément très important, de son analogue en Électrostatique. L'écoulement uniforme de chaleur peut, en effet, être maintenu constant par un afflux continuel de chaleur, accompagné d'une soustraction équivalente de chaleur. Ceci implique la nécessité d'une dépense continuelle d'énergie pour maintenir le flux de chaleur à un état constant, de sorte que, bien que l'état du corps reste invariable et indépendant du temps, l'élément du temps intervient néanmoins dans le calcul de la quantité de chaleur nécessaire à la conservation de l'état du corps.

Au contraire, dans le cas correspondant de l'Électrostatique, l'élément du temps n'intervient pas. Autant que nous le savons, un système de corps électrisés, placé dans un milieu parfaitement isolant, peut rester électrisé pour jamais, sans aucun afflux d'électricité de sources extérieures. Il n'y a, dans ce cas, rien à quoi nous puissions appliquer le terme *flux* (*flow*) ou d'écoulement que nous appliquons au cas de la transmission de la chaleur, avec la même justesse (*propriety*) qu'à un courant d'eau ou d'électricité, ou au temps lui-même.

66. On rencontre une autre limite de cette analogie, en ce que la température d'un corps ne peut être changée sans modifier son état physique; la densité, la conductibilité, les propriétés électriques, tout varie avec la température.

Le potentiel électrique, l'analogue de la température, est, au contraire, une pure conception scientifique : nous n'avons aucune raison de le considérer comme dénotant un état physique. On peut, en effet, si l'on enferme des corps dans un vase métallique qui les enveloppe complètement, charger et décharger la surface extérieure de ce vase autant qu'il nous plaira, sans produire, sur les corps qu'il renferme, aucun effet physique. Nous savons cependant que le potentiel électrique

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

de ces corps monte et baisse avec celui du vase. On peut le démontrer en faisant passer un conducteur relié à la terre par une ouverture du vase; les relations entre ce conducteur et les corps enfermés seront altérées par la charge et la décharge du vase, mais, si l'on écarte ce conducteur, l'abaissement et l'élévation simultanés des potentiels des corps à l'intérieur du vase ne seront plus accompagnés d'aucun effet physique.

67. *Chambre de Faraday.* — Faraday a démontré [1] ce fait en faisant construire une chambre de $3^m,60$ de côté, recouverte de matériaux bons conducteurs, isolée de la terre et électrisée par une puissante machine. « J'entrai dans cette chambre, dit-il, et j'y vécus; mais, malgré l'emploi de bougies allumées, d'électromètres et d'autres moyens d'éprouver les états électriques, je ne pus en découvrir la moindre influence, ni aucune trace, pendant tout le temps que l'extérieur de la chambre était puissamment chargé, et qu'il se dégageait de grandes étincelles et de brillantes aigrettes de tous les points de sa surface. »

Il semble donc que les variations les plus brusques du potentiel ne déterminent aucun effet physique sur la matière vivante ou inanimée, pourvu qu'elles se produisent simultanément sur tous les corps du champ.

Si Faraday, au lieu de porter son cube à un potentiel élevé, l'avait porté à une haute température, le résultat aurait été, nous le savons, tout différent.

68. Il semble donc que l'analogie entre la conduction de la chaleur et les phénomènes électrostatiques ait une limite, au delà de laquelle on ne doit pas chercher à l'étendre. A l'époque où cette analogie fut indiquée par Thomson, les savants connaissaient déjà le grand travail de Fourier sur la conduction de la chaleur dans les corps solides, et leur esprit était plus familiarisé avec ses idées qu'avec celles qui se rapportent aux courants électriques, ou à la théorie des déplacements d'un milieu.

---

[1] *Experimental Researches*, p. 1173.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Il est vrai que les résultats obtenus par Fourier, dans la théorie de la chaleur, furent appliqués par Ohm, en 1827, à l'étude de la distribution des courants électriques dans les conducteurs; mais on fut longtemps à comprendre la valeur pratique de ses travaux et, avant que l'on se fût familiarisé avec l'idée des courants électriques dans les conducteurs solides, toute illustration des phénomènes électrostatiques tirée de ces courants aurait plutôt obscurci qu'éclairé les esprits.

69. *Courants.* — Lorsqu'un courant électrique traverse un conducteur solide, il se dirige, en tout point, du potentiel supérieur vers le potentiel inférieur, et son intensité est proportionnelle au taux suivant lequel le potentiel décroît d'un point à un autre d'une ligne tracée suivant la direction du courant.

Nous pouvons supposer que l'on ait tracé, dans le milieu conducteur, des surfaces équipotentielles; les lignes d'écoulement du courant sont partout normales à ces surfaces, et sa vitesse d'écoulement est proportionnelle au nombre des surfaces équipotentielles coupées par l'unité de longueur d'une ligne tracée dans la direction du courant.

Il semble donc que ce cas, d'un milieu conducteur traversé par un courant électrique, présente quelques points d'analogie avec celui d'un milieu diélectrique limité par ces corps électrisés.

Dans les deux cas, le milieu est divisé en couches par une série de surfaces équipotentielles; dans les deux cas, il existe un système de lignes normales en tout point à ces surfaces; dans l'un des cas, ces lignes sont appelées *lignes de courant* ou *de flux;* dans l'autre, on les appelle *lignes de force électrique* ou d'*induction électrique.*

On appelle *surface d'écoulement* toute surface constituée par un assemblage de ces lignes, tracées de tous les points d'une courbe donnée. Puisque les lignes qui définissent cette surface sont, en tout point, dirigées suivant le courant électrique, le courant ne traverse jamais cette surface; on peut donc la considérer, sans altérer aucunement l'état des choses, comme imperméable au courant.

Si la ligne dont émane l'ensemble des lignes d'écoulement

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

est une ligne qui revient sur elle-même, ou une courbe *fermée*, ou, plus simplement, un *anneau*, la surface de flux aura la forme d'un tube; on l'appelle alors *tube d'écoulement*. Deux sections quelconques d'un même tube d'écoulement se correspondent, dans le sens défini au n° 54, et les quantités d'électricité qui les traversent dans le même temps sont égales.

Nous rencontrons ici l'analogue de la loi de Faraday : que les quantités d'électricité réparties sur les aires correspondantes des surfaces conductrices opposées sont égales et opposées.

Faraday a fait un grand usage de cette analogie entre les phénomènes électrostatiques et ceux du courant électrique, ou, suivant son expression, entre l'induction dans les diélectriques et la conduction dans les conducteurs; il a démontré que, dans bien des cas, l'induction et la conduction sont des phénomènes connexes (*Exp. Res.*, 1320, 1326).

Nous devons nous rappeler, d'autre part, que le courant électrique ne peut être maintenu constant à travers un conducteur qui s'oppose à son passage que par une dépense continuelle d'énergie, tandis que l'induction, dans un milieu diélectrique, entre des corps opposément électrisés, peut être maintenue indéfiniment, sans autre dépense d'énergie que celle nécessaire pour produire l'électrisation primitive.

L'élément du temps intervient donc, dans la question de la conduction, autrement que dans celle de l'induction.

70. *Déplacement.* — Mais nous pouvons arriver à une représentation mentale plus parfaite de l'induction en la comparant, non pas à l'état instantané d'un courant, mais aux petits déplacements d'un milieu de densité invariable.

Revenons au cas d'un courant électrique à travers un corps conducteur, et supposons que le courant cesse après un temps très court. Si nous considérons une surface tracée dans le corps solide et coupant les tubes d'écoulement, une certaine quantité d'électricité aura passé d'un côté de la surface à l'autre, pendant la courte durée du courant. On appelle *déplacement électrique* ce passage de l'électricité à travers la surface, et le déplacement à travers une surface donnée est la quantité d'électricité qui la traverse. Dans le cas d'un courant

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

continu très court, le déplacement augmente continuellement tant que l'on maintient le courant, mais si le courant dure pendant un temps fini, le déplacement atteint bientôt sa valeur finale et reste ensuite constant.

Les lignes, les surfaces et les tubes d'écoulement du courant très court sont aussi les lignes, les surfaces et les tubes du déplacement. Les déplacements, à travers deux sections quelconques d'un même tube de déplacement, sont égaux.

Il existe, à l'origine de chaque tube-unité de déplacement, une unité d'électricité positive, et une unité d'électricité négative à l'autre extrémité.

En tout point du milieu, il existe un état de contrainte (*stress*), consistant en une tension dans la direction de la ligne de déplacement passant par ce point, accompagnée d'une pression dans toutes les directions perpendiculaires à cette ligne. La valeur numérique de la tension est égale à celle de la pression, ou au quotient du carré de l'intensité de la force électrique par 4π.

71. Nous pouvons, par la considération des propriétés des tubes d'induction et des surfaces équipotentielles, démontrer facilement plusieurs théorèmes généraux importants de la théorie de l'électricité, dont l'établissement serait long et difficile par les anciennes méthodes.

Nous avons déjà établi les propriétés des tubes d'induction, mais nous croyons utile de les énoncer de nouveau pour la clarté de ce qui va suivre :

1° Si un tube d'induction est coupé par une surface imaginaire, la quantité d'électricité déplacée à travers une section du tube est la même, en quelque point du tube que l'on fasse cette section.

2° Les lignes de force électrostatique coupent les surfaces équipotentielles à angles droits et vont des points de potentiels supérieurs vers ceux de potentiels inférieurs.

Ceci n'est vrai que si la distribution de la force électrique peut être représentée complètement par une série de surfaces équipotentielles. Il en est toujours ainsi quand l'électricité est en équilibre; mais, lorsqu'il y a des courants électriques, bien que l'on puisse tracer, dans quelques parties du champ,

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

des séries de lignes équipotentielles, il existe d'autres parties du champ où la distribution des forces électriques ne peut être représentée au moyen de pareilles surfaces. Un courant électrique est, en effet, toujours de la nature d'un circuit revenant sur lui-même, et qui ne peut, par conséquent, pas aller, en tous les points de sa course, des points de potentiels supérieurs à ceux de potentiels inférieurs.

72. On remarquera que nous avons employé, dans le premier des énoncés qui précèdent, le mot *tube d'induction,* et dans le second, l'expression *ligne de force électrostatique.* Dans un diélectrique fluide, tel que l'air, la ligne de force électrostatique a toujours la même direction que le tube d'induction et il peut sembler superflu de maintenir entre eux une distinction. Il se présente cependant d'autres cas, dans lesquels il est très important de se rappeler qu'un tube d'induction est défini en fonction du phénomène que nous avons appelé le *déplacement électrique,* tandis que les lignes de force sont définies en fonction de la force électrique. Dans les fluides, le déplacement électrique est toujours dirigé suivant la force électrique, mais il existe des corps solides pour lesquels il n'en est pas ainsi [1], et dans lesquels les tubes d'induction ne coïncident par conséquent pas, en direction, avec les lignes de force.

73. Il résulte de la proposition 1° du n° 71 que chaque tube d'induction commence en un lieu où se trouve une certaine quantité d'électricité positive et se termine en un lieu où se trouve une quantité égale d'électricité négative; que l'on peut réciproquement faire partir un tube d'induction de tout lieu où il existe de l'électricité positive, et que des tubes d'induction doivent aboutir partout où il y a de l'électricité négative.

74. Il résulte, de la deuxième proposition, que le potentiel, au commencement d'un tube d'induction, est plus élevé qu'à

---

[1] *Voir* les expériences de M. Boltzmann sur les cristaux du soufre (*Wiener Sitzungsberichte,* 9 janvier 1873).

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

son extrémité; d'où il suit qu'un tube ne peut pas se refermer sur lui-même, car, dans ce cas, un même point aurait deux potentiels différents, ce qui est impossible.

75. On peut, d'après cela, démontrer que, *si le potentiel est le même en tous les points d'une surface fermée, et s'il ne se trouve pas de corps électrisés à l'intérieur de cette surface, le potentiel, en un point quelconque de la région enveloppée par cette surface, est le même qu'à la surface.*

Car, s'il existait une différence de potentiel quelconque entre un point et un autre de cette région, il s'y trouverait des lignes de force allant des potentiels supérieurs aux potentiels inférieurs. Or nous avons vu que ces lignes ne peuvent pas se fermer; elles doivent donc avoir leurs extrémités à l'intérieur ou à l'extérieur de cette région. Mais aucune ligne de force ne peut se terminer à l'intérieur de la région, parce qu'il doit toujours y avoir de l'électrisation positive au commencement de la ligne de force et de l'électrisation négative à son extrémité, et qu'il n'existe, d'après l'hypothèse, aucune électrisation dans la région.

D'autre part, aucune ligne de force située dans la région ne pourrait avoir ses extrémités à l'extérieur, car elle devrait, dans ce cas, pénétrer dans la région en un point et en sortir par un autre, et, d'après la proposition 2° du n° 71, le potentiel devrait être plus élevé au point d'entrée qu'au point de sortie, ce qui est contraire à l'hypothèse que le potentiel est le même en tous les points de la surface.

Il ne peut donc exister aucune ligne de force à l'intérieur de la région, d'où il résulte que le potentiel est, en tous les points de la région, le même qu'à sa surface.

76. Il résulte de ce théorème que, si la surface fermée est constituée par la surface intérieure d'un vase conducteur, et s'il n'y a pas de corps électrisé dans cette surface, il n'y a pas d'électrisation sur la surface intérieure : car, s'il y en avait, il y aurait des lignes de force allant des parties électrisées de la surface vers son intérieur, et nous avons démontré qu'il n'y a pas de lignes de force dans cette région.

Nous avons précédemmment démontré ce fait expérimenta-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

lement (n° 20) ; nous voyons maintenant qu'il est une conséquence nécessaire des propriétés des lignes de force.

Superposition des systèmes électriques.

77. Nous avons donné (n° 20) quelques exemples de la superposition des effets électriques ; nous allons maintenant établir le principe de la superposition en termes plus précis :

Si l'on électrise un même système de trois manières différentes, et si le potentiel, en un point quelconque, est, dans le troisième cas, la somme des potentiels dans le premier et le deuxième cas, l'électrisation d'une partie quelconque du système sera, dans le troisième cas, la somme des électrisations de cette même partie dans le premier et le second cas.

En renversant le signe des électrisations et des potentiels dans l'un des trois cas, nous pouvons étendre ce principe au cas où le potentiel et l'électrisation sont, en tout point, égaux à l'excès de leur valeur dans le premier cas sur leur valeur dans le second.

78. *Théorème de Thomson.* — Nous pouvons maintenant établir un théorème de la plus haute importance dans la théorie de l'électricité :

Si le champ électrique considéré consiste en une partie finie d'un milieu diélectrique et si le potentiel est donné en chacun des points de la limite de cette région, ainsi que la distribution de l'électrisation dans son intérieur, le potentiel, en un point quelconque de l'intérieur de la région, ne peut avoir qu'une seule et unique valeur conciliable avec ces données.

Une valeur, au moins, du potentiel doit être possible, car les conditions du théorème sont physiquement réalisables. D'autre part, si l'on pouvait attribuer successivement, à un point quelconque, deux valeurs différentes du potentiel, on pourrait, en prenant l'excès de la première valeur sur la seconde, pour tous les points du système, réaliser un troisième cas, dans lequel le potentiel serait partout égal à l'excès de

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

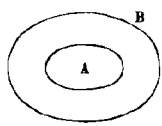
sa valeur dans le premier cas sur sa valeur dans le second. A la limite de la région, le potentiel serait, dans le troisième cas, partout égal à zéro, d'après l'hypothèse, et il en serait de même de l'électrisation à l'intérieur de la région; donc, d'après le n° 75, le potentiel serait aussi partout égal à zéro, dans le troisième cas.

Il n'y a donc pas de différence entre la distribution du potentiel dans le premier et le second cas, ou, en d'autres termes, le potentiel, en chacun des points à l'intérieur de la région, ne peut avoir qu'une seule valeur.

Si donc nous trouvons, dans un cas quelconque, une distribution du potentiel satisfaisant aux conditions posées, nous sommes assurés, d'après ce théorème, que cette distribution est la seule solution possible du problème : de là, l'importance de ce théorème dans la théorie de l'électricité.

79. Soient, par exemple, A (*fig.* 18) un corps électrisé, et B l'une des surfaces équipotentielles qui l'entourent; désignons

Fig. 18.



par P le potentiel de la surface B, et supposons un corps conducteur tel que sa surface extérieure, électrisée au potentiel P, coïncide avec la surface fermée B.

L'état de la région à l'extérieur de B restera le même que lorsqu'elle était soumise à la seule influence de A, car le potentiel de la surface qui limite cette région est, comme auparavant, égal à P, et l'état des corps électrisés à l'extérieur de B ne varie pas.

Les conditions du problème *admettent* donc que le potentiel de tous les points à l'extérieur de B reste le même qu'auparavant : donc, d'après notre théorème, le potentiel de tous les points à l'extérieur de B *doit* rester invariable lorsqu'on remplace le corps A par une surface conductrice B, portée au potentiel P.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

80. La charge, en tout point de la surface d'un conducteur, est de même signe que son potentiel, à moins qu'il ne se trouve, dans le champ, un autre corps dont le potentiel soit de même signe, mais numériquement plus grand.

Supposons, en effet, que le potentiel du corps soit positif : dans ce cas, s'il existe, en une partie quelconque de sa surface, de l'électricité négative, des lignes de force devront se terminer en ces parties, et commencer à des surfaces électrisées à un potentiel supérieur à celui du corps. Donc, s'il n'y a pas d'autre corps à potentiel plus élevé que celui du corps donné, aucune partie de ce corps ne peut être chargée d'électricité négative.

Si l'on place un conducteur non isolé dans le même champ que le conducteur chargé, la charge, en chaque point de la surface du conducteur non isolé, est de signe opposé à celle du conducteur chargé.

Car, puisque le potentiel du corps non isolé est nul, il ne peut exister de ligne de force entre ce corps et les murailles de la salle ou l'espace infini, de potentiel toujours égal à zéro.

Les lignes de force dont l'une des extrémités touche à ce corps devront donc avoir leur autre extrémité en quelque point du corps chargé, et, puisque les deux extrémités d'une ligne sont opposément électrisées, l'électrisation de la surface du corps non isolé doit être partout contraire à celle du corps chargé.

Dans cette expérience, le corps chargé est appelé l'*inducteur* et l'autre le *corps induit*.

Lorsque le corps induit n'est pas isolé, l'électricité se répand sur toute sa surface et se trouve, comme nous venons de le démontrer, de signe contraire à celle de l'inducteur.

La charge totale E_A du corps induit A peut se déterminer en multipliant le potentiel P_B du corps inducteur B par le coefficient mutuel d'induction entre les corps, Q_{AB}, qui est toujours une quantité négative.

Quelques auteurs désignent cette électrisation induite sur un corps non isolé sous le nom d'*électrisation induite de la première espèce*.

Puisque le potentiel de A est toujours nul, il est manifeste

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

que l'on n'obtiendra pas de décharge en le touchant avec un fil fin relié à la terre.

Supposons maintenant que le corps A soit, au contraire, isolé, mais primitivement sans charge; sous l'action de l'inducteur B, une partie de sa surface, du côté le plus proche de B, s'électrisera contrairement à B; mais, puisque la somme algébrique de ses électrisations est nulle, il faudra que quelque autre partie de sa surface s'électrise semblablement à B.

Cette électrisation, de même nom que celle de B, est appelée, par les électriciens, *électrisation induite de la seconde espèce*. Si l'on relie une partie quelconque de la surface de A à la terre, au moyen d'un fil, il se déchargera de l'électricité de même nom que celle de B, en quantité égale et opposée à la charge négative, de première espèce, qui reste sur le corps A, actuellement ramené au potentiel zéro.

Afin de nous faire une idée plus claire de la distribution de l'électricité à la surface de A, dans différentes conditions, supposons d'abord que le potentiel de A soit nul, et celui de B égal à l'unité. Désignons par $-\sigma_1$ la densité superficielle de l'électricité (*surface density*) en un point P de la surface de A, et par $-q_{AB}$ la charge totale de A; les symboles de ces deux quantités sont affectés du signe —, parce qu'elles sont elles-mêmes toujours négatives.

La charge de B est, dans ce cas, représentée par q_B.

Supposons ensuite que le potentiel de A soit égal à l'unité et celui de B à zéro; désignons par σ_2 la densité superficielle au point P, et par q_A la charge totale sur A.

Ces quantités sont, toutes deux, essentiellement positives et l'on appelle q_A la *capacité* de A; leurs valeurs croissent toutes deux, par le fait de la présence de B dans le champ.

Supposons maintenant que les potentiels de A et de B soient respectivement P_A et P_B; la densité superficielle au point P est alors

$$\sigma = P_A \sigma_2 - P_B \sigma_1,$$

la charge de A,

$$E_A = P_A q_A - P_B q_{AB},$$

et celle de B,

$$E_B = P_B q_B - P_A q_{AB}.$$

(*Voir* le n° 39.)

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Si A se trouve isolé et sans charge, $E_A = 0$, d'où

$$P_A = P_B \frac{q_{AB}}{q_A},$$

et, pour la densité superficielle σ en P,

$$\sigma = \frac{P_B}{q_A}(q_{AB}\sigma_2 - q_A\sigma_1).$$

Sur la région de la surface de A située près de B, σ sera de signe contraire à P_B; sur la région tournée de l'autre côté de B, elle sera de même signe que P_B. La limite entre ces deux régions forme ce que l'on appelle une *ligne neutre*, dont la forme et la position dépendent de la forme et de la position de A et de B.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

CHAPITRE VI.

CAS PARTICULIERS D'ÉLECTRISATION.

81. *Sphères concentriques.* — Considérons un conducteur sphérique électrisé et isolé à l'intérieur de la surface sphérique concentrique d'un vase conducteur.

En raison de la parfaite symétrie de ce système dans toutes les directions, il est manifeste que la distribution de l'électricité sera uniforme sur chacune des surfaces sphériques opposées, que les directions des lignes de force passeront par le centre commun des deux sphères, et que les surfaces équipotentielles seront des sphères décrites de ce point.

Soient e la quantité d'électricité répartie sur la sphère intérieure, E la quantité d'électricité répartie sur la surface intérieure de la grande sphère.

On a, d'après l'expérience VIII,

$$E = -e. \tag{1}$$

Si l'on désigne par R et r les rayons des sphères; par S et s leurs surfaces; et par Σ et σ les densités superficielles de l'électricité sur ces surfaces, on a, par la Géométrie,

$$s = 4\pi r^2, \quad S = 4\pi R^2, \tag{2}$$

π étant le rapport de la circonférence au diamètre.

La charge totale sur chaque sphère étant égale au produit de sa surface par la densité superficielle, on a

$$e = S\sigma, \quad E = S\Sigma, \tag{3}$$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

d'où

$$(4) \qquad \sigma = \frac{e}{4\pi r^2}, \quad \Sigma = \frac{E}{4\pi R^2},$$

et, d'après (1),

$$(5) \qquad \Sigma = -\frac{e}{4\pi R^2}.$$

On voit donc que, lorsque la charge e de la sphère intérieure est donnée, la densité superficielle Σ sur la surface intérieure du vase varie en raison inverse du carré de sa distance au centre de la sphère électrisée.

Donc, d'après la loi de Coulomb (*Exp. XIII*, n° 47), la force électromotrice, à la surface sphérique extérieure, varie en raison inverse au carré de sa distance au centre de la sphère électrisée.

Telle est la loi suivant laquelle la force électrique varie à différentes distances du centre d'une sphère uniformément électrisée. La valeur totale de cette force est indépendante du rayon de la sphère électrisée intérieure et ne dépend que de la grandeur de sa charge.

Si nous supposons que ce rayon diminue tellement que la sphère intérieure devienne assimilable à un point, nous pourrons considérer la totalité de sa charge comme concentrée en ce point, et exprimer les résultats auxquels nous venons d'arriver en disant que l'action d'une sphère uniformément électrisée, sur un point quelconque placé à l'extérieur de la sphère, est la même que si toute la charge de la sphère était concentrée en son centre.

Nous devons, néanmoins, nous rappeler qu'il est physiquement impossible de charger une petite sphère de plus que d'une certaine quantité d'électricité par unité de sa surface. Si la densité superficielle dépasse cette limite, l'électricité s'en échappe sous la forme d'une brusque décharge; il s'ensuit que l'idée d'un point électrisé n'est qu'une pure fiction mathématique, irréalisable dans la nature. La charge imaginaire, concentrée au centre de la sphère, et qui produit, à l'extérieur de la sphère, un effet équivalent à celui de la distribution réelle de l'électricité à sa surface, est appelée l'*image électrique* de cette distribution. (*Voir* le n° 100.)

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Mesure de l'électricité.

82. *Unité d'électricité.* — Nous avons déjà décrit les méthodes qui servent à comparer les quantités d'électrisation sur différents corps, mais nous n'avons fait, dans chaque cas, que comparer une quantité d'électricité à une autre, sans déterminer leur valeur absolue. Pour déterminer la valeur absolue d'une charge électrique, nous devons la comparer à quelque quantité d'électricité définie que nous prendrons pour unité.

L'unité d'électricité adoptée en Électrostatique est la quantité d'électricité positive, ou vitrée, qui, concentrée en un point et placée à l'unité de distance d'une charge égale, concentrée de même en un point, la repousse avec l'unité de force mécanique. Le milieu diélectrique entre les deux points chargés est supposé constitué par de l'air.

83. *Force électromotrice en un point.* — Supposons que deux corps, dont les dimensions sont petites par rapport à leur distance, soient chargés d'électricité; soient e la charge du premier corps, en unités d'électricité, e' celle du second et r leur distance.

Puisque la force d'attraction ou de répulsion électrique varie en raison inverse du carré des distances, la force avec laquelle chaque unité d'électricité du premier corps repousse chaque unité du second sera égale à $\frac{1}{r^2}$, et, puisque le nombre des couples d'unités, une sur chaque corps, est égal à ee', la répulsion totale, entre les deux corps, sera donnée par l'expression

$$f = \frac{ee'}{r^2}.$$

Si l'une des deux charges du premier ou du second corps est négative, il faut considérer e ou e' comme négatif. Si l'une des charges est négative et l'autre positive, f sera donc négatif, et la force exercée entre les deux corps sera une attraction au lieu d'une répulsion. Si les charges sont toutes deux positives ou négatives, la force exercée entre les corps sera une répulsion.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Nous emploierons la lettre $\mathfrak{E}$ pour désigner la force électromotrice.

84. *Définition de la force électromotrice.* — Revenons au cas d'une sphère de rayon r, dont la surface extérieure soit uniformément électrisée avec une électrisation de densité superficielle σ. Ainsi que nous l'avons dit, la charge totale de la sphère est

$$e = 4\pi r^2 \sigma.$$

En tout point à l'extérieur de la sphère, situé à une distance r' de son centre, la force électromotrice $\mathfrak{E}$ est *centrifuge* et sa valeur est exprimée par l'équation

$$\mathfrak{E} = \frac{e}{r'^2}.$$

Si le point est tout près de la surface, $r' = r$ et

$$\mathfrak{E} = \frac{e}{r^2} = 4\pi\sigma.$$

En d'autres termes, la force électrique, tout près de la surface d'une sphère électrisée, est normale à sa surface et égale au produit de la densité superficielle de l'électricité par 4π.

Nous avons déjà vu que, dans tous les cas, la direction de la force électrique, aux environs de la surface d'un conducteur, est normale à cette surface; nous trouvons maintenant, dans ce cas particulier, que, pour une sphère uniformément électrisée, le rapport constant de la force électromotrice à la densité superficielle est égal à 4π; ce rapport subsiste, par conséquent, pour un conducteur de forme quelconque.

L'équation

$$\mathfrak{E} = 4\pi\sigma$$

est l'expression complète de la loi découverte par Coulomb, mentionnée aux nos 47 et 81.

Valeur du potentiel.

Nous avons maintenant à considérer les valeurs du potentiel à différentes distances d'un petit corps électrisé.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

DÉFINITION. — *Le potentiel électrique en un point est le travail qu'il faut dépenser pour amener un corps chargé d'une unité d'électricité depuis une distance infinie jusqu'en ce point.*

Soient ψ le potentiel de A, ψ' celui de B; le travail que devra effectuer un agent extérieur pour transporter, malgré la force électrique, une unité d'électricité de A en B, est égal à $\psi' - \psi$.

La quantité $\psi' - \psi$ représenterait aussi le travail qui serait effectué, par les forces électriques, en aidant au transport de l'unité de B en A, si l'on renversait l'opération.

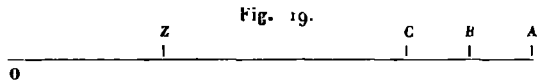
Si la force de B vers A est constante et égale à $\mathfrak{E}$, on a

$$\psi' - \psi = \overline{BA}\,\mathfrak{E}.$$

En général, la force électrique varie quand le corps se meut de B vers A, de sorte que nous ne pouvons pas appliquer, de prime abord, cette méthode, pour déterminer la différence des potentiels; mais nous pouvons diviser le trajet BA en un certain nombre de parties, si petites que la force électrique puisse être considérée comme uniforme le long d'une quelconque de ces parties, déterminer le travail accompli dans le parcours de chacune de ces parties de la trajectoire et calculer, en les ajoutant, le travail total accompli pendant le passage de B à A.

Considérons (*fig.* 19) une unité d'électricité placée en O et

Fig. 19.



désignons par a, b, c, ..., z les distances des points A, B, C, ..., Z au point O.

La force électrique en A est $\frac{1}{a^2}$, en B, $\frac{1}{b^2}$, et ainsi de suite, toutes dirigées de O vers A.

Nous devons, pour trouver le travail à dépenser pour amener une unité d'électricité de A en B, multiplier la distance AB par la valeur moyenne de la force électromotrice aux différents points entre A et B. La moindre valeur de cette force

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

est $\frac{1}{a^2}$ et sa plus grande $\frac{1}{b^2}$; le travail est donc supérieur à $\frac{AB}{a^2}$ et moindre que $\frac{AB}{b^2}$. Or $AB = a - b$, et la véritable valeur du travail est l'excès du potentiel de B sur celui de A. Donc, si nous représentons par A, B, C, ..., Z les potentiels aux points correspondants, nous pouvons exprimer le travail nécessaire pour amener l'unité d'électricité de A en B par B — A; cette quantité est donc plus grande que

$$\frac{a-b}{a^2} \text{ ou que } \left(\frac{1}{b} - \frac{1}{a}\right)\frac{b}{a}$$

et moindre que

$$\frac{a-b}{b^2} \text{ ou que } \left(\frac{1}{b} - \frac{1}{a}\right)\frac{a}{b},$$

ce que nous pouvons exprimer par les inégalités

$$\left(\frac{1}{b} - \frac{1}{a}\right)\frac{b}{a} < B - A < \left(\frac{1}{b} - \frac{1}{a}\right)\frac{a}{b}.$$

On a, de même,

$$\left(\frac{1}{c} - \frac{1}{b}\right)\frac{c}{b} < C - B < \left(\frac{1}{c} - \frac{1}{b}\right)\frac{b}{c},$$

et ainsi de suite.

Les rapports $\frac{a}{b}, \frac{b}{c}, \cdots$ sont tous supérieurs à l'unité. Supposons que le plus grand de ces rapports soit égal à p. Les réciproques de ces rapports, $\frac{b}{a}, \frac{c}{b}, \cdots$, seront tous inférieurs à l'unité, mais pas plus petits que $\frac{1}{p}$; d'où les inégalités

$$\left(\frac{1}{b} - \frac{1}{a}\right)\frac{1}{p} < B - A < \left(\frac{1}{b} - \frac{1}{a}\right)p,$$

$$\left(\frac{1}{c} - \frac{1}{b}\right)\frac{1}{p} < C - B < \left(\frac{1}{c} - \frac{1}{b}\right)p,$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots,$$

$$\left(\frac{1}{z} - \frac{1}{y}\right)\frac{1}{p} < Z - Y < \left(\frac{1}{z} - \frac{1}{y}\right)p.$$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Ajoutant membre à membre, nous trouvons

$$\left(\frac{1}{z}-\frac{1}{a}\right)\frac{1}{p}<Z-A<\left(\frac{1}{z}-\frac{1}{y}\right)p.$$

En augmentant le nombre des points de division entre A et Z, et en rapetissant leurs intervalles, nous pouvons rendre le plus grand rapport p aussi voisin qu'il nous plaira de l'unité. Nous pouvons donc affirmer que, à mesure que l'on divisera plus finement la ligne AZ, la quantité p, et sa réciproque $\frac{1}{p}$, se rapprocheront davantage de l'unité, leur commune limite. On aura donc, à la limite,

$$Z-A=\frac{1}{z}-\frac{1}{a}.$$

Nous avons ainsi déterminé la différence entre les potentiels aux points A et Z. Pour déterminer la valeur actuelle du potentiel, en Z, par exemple, nous devons nous reporter à la définition du potentiel comme le travail dépensé pour amener l'unité d'électricité d'une distance infinie jusqu'au point donné. Nous avons donc à supposer, dans l'expression ci-dessus, le point A éloigné à une distance infinie du point O, auquel cas le potentiel du point A s'annule, ainsi que la réciproque de sa distance $\frac{1}{a}$. L'équation se réduit alors à la forme

$$Z=\frac{1}{z};$$

en d'autres termes, *la valeur numérique, en un point, du potentiel dû à l'action d'une unité d'électricité située à une distance donnée de ce point est la réciproque du nombre qui exprime cette distance.*

Si la charge est égale à e, le potentiel à la distance z est $\frac{e}{z}$.

Le potentiel dû à un certain nombre de charges placées à différentes distances d'un point donné est égal à la somme des potentiels dus à chacune des charges séparément, faite en tenant compte du signe de chacun des potentiels.

87. *Capacité d'une sphère.* — Puisque la force électrique,

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

en un point quelconque à l'extérieur de la surface d'une sphère uniformément électrisée, est la même que si la charge électrique de cette surface avait été concentrée au centre de la sphère, le potentiel dû à la surface électrisée doit être, pour les points extérieurs, égal à

$$\psi = \frac{e}{r},$$

e étant la charge totale de la surface et r la distance du point donné au centre de la sphère.

Soit a le rayon de la surface sphérique; cette expression du potentiel sera exacte tant que r sera plus grand que a. Sur la surface même $r = a$, le potentiel à la surface, dû à sa propre électrisation, est donc égal à

$$\psi_a = \frac{e}{a}$$

(puisqu'il ne peut y avoir discontinuité dans la valeur du potentiel entre la surface même et un point immédiatement à l'extérieur).

A l'intérieur de la surface, il n'y a pas de force électromotrice, et le potentiel est, par conséquent, le même qu'à la surface, pour tous les points à l'intérieur de la sphère.

Si le potentiel de la surface sphérique est égal à l'unité,

$$e = a,$$

la charge est numériquement égale au rayon.

Or, la *capacité électrique* d'un corps est mesurée, dans un champ donné, par la charge qui porte son potentiel à l'unité : donc, *la capacité électrique d'une sphère conductrice, placée, dans l'air, à une distance considérable de tout autre conducteur, est numériquement égale au rayon de la sphère.*

Si donc nous pouvons mesurer, au moyen d'un électromètre, le potentiel de la sphère, nous déterminerons sa charge en multipliant son potentiel par son rayon. Cette méthode de mesure des quantités d'électricité a été employée par Weber et Kohlrausch dans leur détermination du rapport de l'unité adoptée pour les recherches électromagnétiques à l'unité des recherches électrostatiques.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Puisqu'il n'y a pas de force électrique à l'intérieur d'une sphère uniformément électrisée, le potentiel à l'intérieur de la sphère est constant et égal à $\frac{e}{a}$.

88. Nous pouvons maintenant compléter la théorie de l'électrisation de deux sphères concentriques.

Soit un conducteur sphérique de rayon a, isolé dans un vase conducteur dont la surface intérieure soit une sphère de rayon b, concentrique à la première. Si la charge de la sphère intérieure est égale à e, celle de la sphère extérieure est, comme nous l'avons vu, égale à $-e$. En un point quelconque situé à l'extérieur des deux sphères et à une distance r du centre, le potentiel électrique dû à la sphère intérieure est égal à $\frac{e}{r}$ et le potentiel dû à la sphère extérieure à $-\frac{e}{r}$. Puisque ces quantités sont numériquement égales, mais de signes opposés, elles se neutralisent, et le potentiel est nul en tous les points pour lesquels r est $> b$.

Entre les deux surfaces sphériques, en un point distant du centre de r, le potentiel dû à la sphère intérieure est égal à $\frac{e}{r}$ et celui dû à la sphère extérieure à $\frac{-e}{b}$; le potentiel total, dans cet espace intermédiaire, est donc égal à

$$e\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{b}\right).$$

A la surface de la sphère intérieure, $r=a$, de sorte que le potentiel de la sphère intérieure est égal à

$$e\left(\frac{1}{a}-\frac{1}{b}\right).$$

Le potentiel, en tous les points de la sphère intérieure, est uniforme et égal à

$$e\left(\frac{1}{a}-\frac{1}{b}\right).$$

La capacité électrique de la sphère intérieure est numériquement égale à la valeur de e, lorsque le potentiel est égal à l'unité.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Dans ce cas,

$$e = \frac{1}{\frac{1}{a} - \frac{1}{b}} = \frac{ab}{b-a},$$

c'est-à-dire que *la capacité d'une sphère isolée dans une sphère concentrique est une quatrième proportionnelle entre la distance* $(b - a)$ *et les rayons* (a, b) *des surfaces sphériques en regard.*

En diminuant la distance $b - a$, entre ces surfaces, la capacité du système peut être rendue très considérable, sans employer de très grandes sphères.

Bouteille de Leyde. — Cet exemple peut servir à illustrer le principe de la bouteille de Leyde, qui consiste en deux surfaces métalliques séparées par une matière isolante : la capacité de la bouteille est d'autant plus grande que la distance entre ces surfaces est petite et qu'elles sont plus étendues.

Donc, si l'on emploie, pour charger une bouteille de Leyde dont l'une des surfaces est reliée à la terre, une machine électrique capable de charger directement un corps jusqu'à un certain potentiel, cette machine pourra, si on la fait marcher assez longtemps, communiquer à la bouteille une charge beaucoup plus grande qu'elle ne pourrait le faire à un très grand corps isolé, placé à une distance considérable d'un autre conducteur.

La capacité de la bouteille dépend, en outre, de la nature du diélectrique qui sépare les deux surfaces métalliques, de son épaisseur et de son étendue (n° 131).

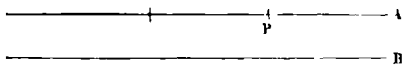
CAS DE DEUX PLANS PARALLÈLES.

89. Un autre cas simple d'électrisation est celui dans lequel les deux électrodes consistent en deux surfaces planes, à une distance c. Nous supposerons les dimensions de ces surfaces très grandes en comparaison de leur distance, et nous étudierons l'action de l'électrisation seulement dans cette partie de l'espace comprise entre les plans dont la distance à leurs bords est beaucoup plus grande que c.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Soient A le potentiel du plan supérieur (*fig.* 20) et B celui du plan inférieur; la force électrique, en un point P, situé

Fig. 20.



entre les plans et suffisamment éloigné de leurs bords, est égale à $\frac{A-B}{c}$; elle agit de A vers B. La densité électrique du plan supérieur est égale, d'après la loi de Coulomb, au quotient de cette quantité par 4π, ou à

$$\sigma = \frac{A-B}{4\pi c}; \tag{1}$$

la densité du plan inférieur est égale et de signe contraire.

Considérons maintenant la quantité d'électricité répartie sur une surface S, que nous pouvons supposer découpée dans le plan supérieur par une courbe fermée imaginaire; multipliant S par σ, nous trouvons

$$e = \frac{A-B}{4\pi c} S. \tag{2}$$

La quantité d'électricité répartie sur une surface égale du plan B, exactement opposée à S, est égale à $-e$.

L'énergie de l'électrisation de ces deux quantités d'électricité est, d'après le n° 31, égale à

$$Q = \tfrac{1}{2}[Ae + B(-e)] = \tfrac{1}{2}(A-B)e. \tag{3}$$

Exprimée en fonction de e, cette équation devient

$$Q = \frac{2\pi}{S} e^2 c. \tag{4}$$

Si la distance entre les deux plans augmente de c à c', les charges des surfaces restant constantes, cette énergie devient

$$Q' = \frac{2\pi}{S} e^2 c'. \tag{5}$$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

L'énergie potentielle augmente de

$$(6) \qquad Q' - Q = \frac{2\pi}{S} e^2 (c' - c).$$

Cette augmentation représente le travail accompli par les forces extérieures, en écartant les plans malgré l'attraction électrique.

Si l'on désigne par F l'attraction entre les deux aires S, on a

$$F(c' - c) = \frac{2\pi}{S} e^2 (c' - c)$$

ou

$$F = \frac{2\pi}{S} e^2.$$

90. Ce résultat nous fournit la méthode expérimentale la meilleure pour mesurer la quantité d'électricité e répartie sur la surface S, car, d'après cette équation,

$$e = \sqrt{\frac{FS}{2\pi}}.$$

Dans cette expression, F est la force d'attraction de la surface S, déterminée en mesures dynamiques d'après l'observation de ses effets, S est l'aire de la surface et π le rapport de la circonférence au diamètre.

La différence entre les potentiels A et B des deux plans s'exprime facilement, en fonction de e, au moyen de l'équation (2) :

$$A - B = 4\pi c \frac{e}{S} = c\sqrt{\frac{8\pi F}{S}}.$$

91. *Électromètre à disque de Thomson.* — L'organe principal des électromètres à disque attiré de Sir William Thomson consiste en un disque suspendu, disposé de manière que, dans sa position normale, sa surface fasse partie d'une surface beaucoup plus étendue tout autour du disque. Cette partie de surface autour du disque est appelée l'*anneau;* on peut considérer l'ensemble des surfaces du disque et de l'anneau comme celle d'un grand disque dont la partie centrale est mobile. En face de ce disque s'en trouve un autre,

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

parallèle au premier et beaucoup plus grand que le disque mobile : l'électrisation du disque mobile est donc la même que celle d'une petite portion de l'une des grandes surfaces planes qui se font vis-à-vis, prise à une distance considérable de leurs bords, et l'on n'a, par conséquent, à faire que de très petites corrections, pour appliquer les formules précédentes au cas du disque mobile.

La distribution de l'électrisation et de la force électrique n'est pas aussi simple près des bords du grand disque; on la trouvera calculée au n° 202 de mon grand Traité : les lignes de force et les surfaces équipotentielles en sont tracées à la *Pl. V* de cet Ouvrage.

92. *Problème inverse de l'Électrostatique.* — Le problème direct de l'Électrostatique, celui que nous présentent toutes les expériences d'Électrostatique, peut s'énoncer comme il suit :

Étant donnés, en forme et en position, un système de conducteurs, ainsi que la charge électrique de chacun des conducteurs, déterminer la distribution de l'électricité sur chaque conducteur, et le potentiel en un point quelconque du champ.

On n'a pu, jusqu'ici, triompher que dans un petit nombre de cas seulement des difficultés mathématiques de la solution de ce problème, et ce n'est que par une étude de ce que nous pouvons appeler le *problème inverse* que l'on a obtenu les résultats dont nous sommes en possession.

Dans le problème inverse, il s'agit, étant donnée une distribution possible du potentiel, de déterminer les formes, les positions et les charges d'un système de conducteurs compatibles avec cette distribution du potentiel.

On peut trouver, à ce dernier problème, un nombre infini de solutions, en remplaçant les corps électrisés de la distribution primitive par un système quelconque de surfaces équipotentielles les enveloppant, et en supposant qu'elles représentent des surfaces de conducteurs, la charge de chacun de ces conducteurs étant égale à la somme de celles des corps de la distribution primitive qu'il enveloppe.

Tous les problèmes électriques dont nous connaissons la

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

solution ont été résolus par un procédé inverse de ce genre: il est donc d'une grande importance pour l'électricien de connaître quels sont les résultats obtenus de cette manière, puisque la seule méthode par laquelle il puisse espérer résoudre un nouveau problème consiste à le ramener à l'un des cas de résolution d'un problème semblable, par le procédé d'inversion.

On peut utiliser de deux manières la connaissance de l'histoire des résultats obtenus. Si nous avons à construire un appareil pour exécuter avec la plus grande précision les mesures électriques, nous pouvons choisir, pour les surfaces électrisées, les formes que nous savons correspondre aux cas dont nous connaissons la solution exacte. Si nous avons, d'autre part, à évaluer l'électrisation de corps dont la forme est donnée, nous pouvons commencer par un cas dans lequel une des surfaces équipotentielles prend une forme quelque peu semblable à la forme donnée, puis modifier ensuite les conditions du problème, par une méthode de tâtonnements, jusqu'à ce qu'elles correspondent plus approximativement au cas donné. Cette méthode est évidemment très imparfaite au point de vue mathématique, mais c'est la seule dont nous disposions, et, si nous ne sommes pas libres de choisir nos conditions, nous ne pouvons calculer l'électrisation qu'approximativement. On voit donc que ce qui nous manque, c'est une connaissance des formes des surfaces équipotentielles et des lignes d'induction, dans tous les cas que nous pouvons réunir et nous rappeler. Dans certains cas, tels que ceux qui se rapportent aux sphères, nous pouvons procéder par des méthodes mathématiques; mais, dans d'autres cas, nous ne pouvons pas mépriser la méthode, plus humble, qui consiste à tracer réellement des figures d'essai sur le papier, et à choisir celle qui se rapproche le plus de la forme que nous cherchons.

Je pense que l'on peut employer utilement cette dernière méthode, même dans les cas dont on a pu obtenir la solution exacte, car je pense qu'une connaissance, par les yeux, des formes des surfaces équipotentielles, conduit souvent à un juste choix des méthodes mathématiques.

J'ai donc tracé, sur les Planches suivantes, quelques dia-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

grammes de systèmes de surfaces équipotentielles et de lignes de force, afin que le lecteur puisse se familiariser avec leurs formes.

93. La *Pl. I* représente les surfaces équipotentielles entourant deux points électrisés par des quantités d'électricité de même espèce et dans le rapport de 20 à 5.

Chaque point est entouré par un système de surfaces équipotentielles qui se rapprochent de plus en plus à mesure qu'elles sont plus petites, mais sans jamais l'atteindre, de la forme d'une sphère. Si l'on considère deux de ces surfaces, enveloppant chacune l'une des sphères, comme deux surfaces de conducteurs presque sphériques et chargés d'électricité de même espèce dans le rapport de 4 à 1, le diagramme représentera les surfaces équipotentielles de ce système, pourvu que l'on en efface toutes celles qui sont tracées à l'intérieur des deux corps. Il résulte du diagramme que l'action entre ces corps sera la même qu'entre les points de même charge, ces points se trouvant situés, non pas au milieu des axes de chaque corps, mais un peu plus écartés.

Ce même diagramme nous permet de voir quelle sera la distribution de l'électricité sur l'une des figures ovales, plus larges à un bout qu'à l'autre, qui entourent les deux centres. Sur un pareil corps, électrisé avec une charge 25 et dégagé de toute influence extérieure, la densité superficielle serait maxima au petit bout, moindre à l'autre, et minima sur un cercle un peu plus rapproché du petit bout que du gros.

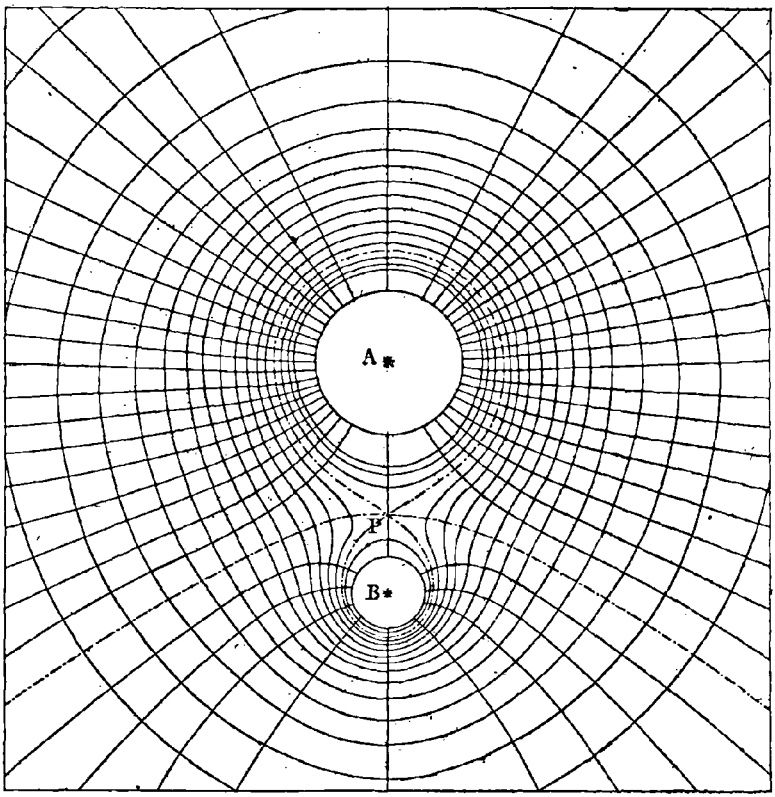
La ligne tracée en traits pointillés indique une surface équipotentielle formée de deux lobes se coupant au point P; ce point est un *point d'équilibre,* tel que la densité superficielle, sur un corps ayant la forme de cette surface, serait nulle en ce point.

Les lignes de force forment, dans ce cas, deux systèmes distincts séparés par une surface du sixième degré, indiquée par une seconde ligne pointillée passant par le point d'équilibre et ressemblant un peu à l'une des nappes d'un hyperboloïde à deux nappes.

On peut encore considérer ce diagramme comme représen-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Pl. I.



Lignes de force et surfaces équipotentielles.

A = 20. B = 5, P, point d'équilibre. AP = $\frac{2}{3}$ AB.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

tant les lignes de force et les surfaces équipotentielles de deux sphères de matière pesante, dont les masses sont dans le rapport de 4 à 1.

94. Sur la *Pl. II*, nous avons encore deux points dont les charges sont dans le rapport de 4 à 1, mais l'une positive et l'autre négative. Dans ce cas, l'une des surfaces équipotentielles, celle qui correspond au potentiel zéro, est une sphère; elle est indiquée par le cercle Q. On reconnaîtra l'importance de cette surface sphérique dans la théorie des images électriques.

Nous voyons, d'après ce diagramme, que si deux corps ronds sont chargés d'électricités opposées, ils s'attireront comme deux points de même charge, mais un peu plus rapprochés que leurs milieux.

On retrouve encore, dans ce diagramme, une des surfaces équipotentielles, indiquée en pointillés, munie de deux lobes, dont l'un, le lobe intérieur, enveloppe le point B, de charge 5, et l'autre, les deux corps; les deux lobes se coupent en un point d'équilibre P.

Si la surface d'un conducteur présentait la forme du lobe extérieur (celle d'un corps arrondi terminé, comme une poire, par une pointe à un bout de son axe), nous pourrions déterminer la densité de l'électricité en chaque point de sa surface; à l'extrémité de la pointe la densité serait nulle.

Cette surface est entourée par d'autres surfaces, aux extrémités arrondies, de plus en plus plates, et qui, finalement, disparaissent dans la surface équipotentielle passant par le point M.

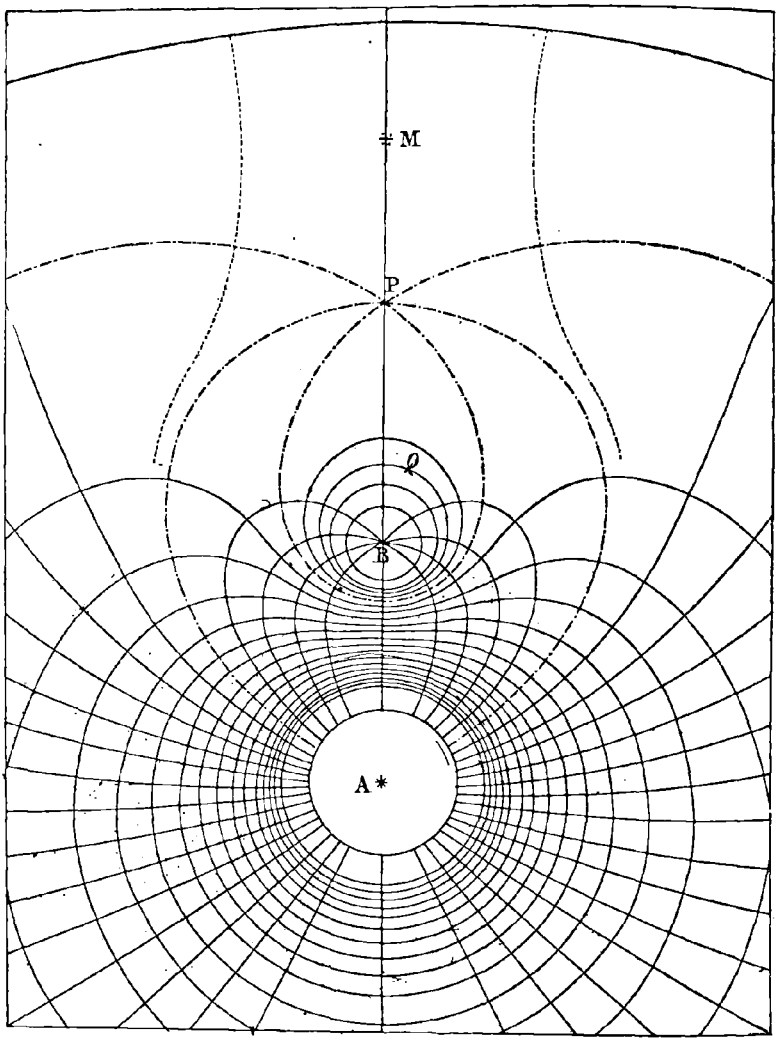
Les lignes de force de ce diagramme forment deux systèmes séparés par une surface passant par le point d'équilibre.

Si nous considérons les points situés sur l'axe, au delà du point B, nous voyons que la force résultante diminue jusqu'au point double P, où elle s'évanouit; elle change alors de signe et atteint un maximum en M, pour diminuer ensuite continuellement.

Ce maximum n'est pas absolu, mais seulement relatif aux autres points de l'axe, car, si l'on trace une surface perpendiculaire à l'axe, M devient un point de force minima par rapport aux points voisins de cette surface.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Pl. II.



Lignes de force et surfaces équipotentielles.
A = 20, B = − 5, P, point d'équilibre, AP = 2 AB.
Q, surface sphérique au potentiel zéro.
M, point où la force dirigée suivant l'axe est maximum.
La ligne en trait pointillé ..... est la ligne de force $\psi = 0,1$.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

95. *Surfaces équipotentielles et lignes de force d'un point électrisé dans un champ uniforme.* — La *Pl. III* représente les lignes de force et les surfaces équipotentielles dues à un point électrisé, de charge 10, situé en A, et environné par un champ de force qui était, avant l'introduction du point électrisé, partout uniforme, en direction et en grandeur. Dans ce cas, les lignes de force appartenant au point A sont comprises dans une surface de révolution qui a pour asymptote un cylindre dont l'axe est parallèle aux lignes de forces non modifiées.

Les surfaces équipotentielles ont chacune un plan asymptotique. L'une d'elles, indiquée par une trace ponctuée, présente une pointe conique et un lobe entourant le point A. Les surfaces situées au-dessous de celle-là présentent une nappe avec une dépression près de l'axe; les surfaces supérieures ont une partie fermée, enveloppant A, et une nappe séparée, avec une petite dépression près de l'axe.

Si nous considérons l'une des surfaces situées au-dessous de A comme celle d'un conducteur, et une autre de ces surfaces, très éloignée de A, comme celle d'un autre conducteur à un potentiel différent, le système des lignes de forces et des surfaces équipotentielles décrites entre les deux conducteurs représentera la distribution de la force électrique.

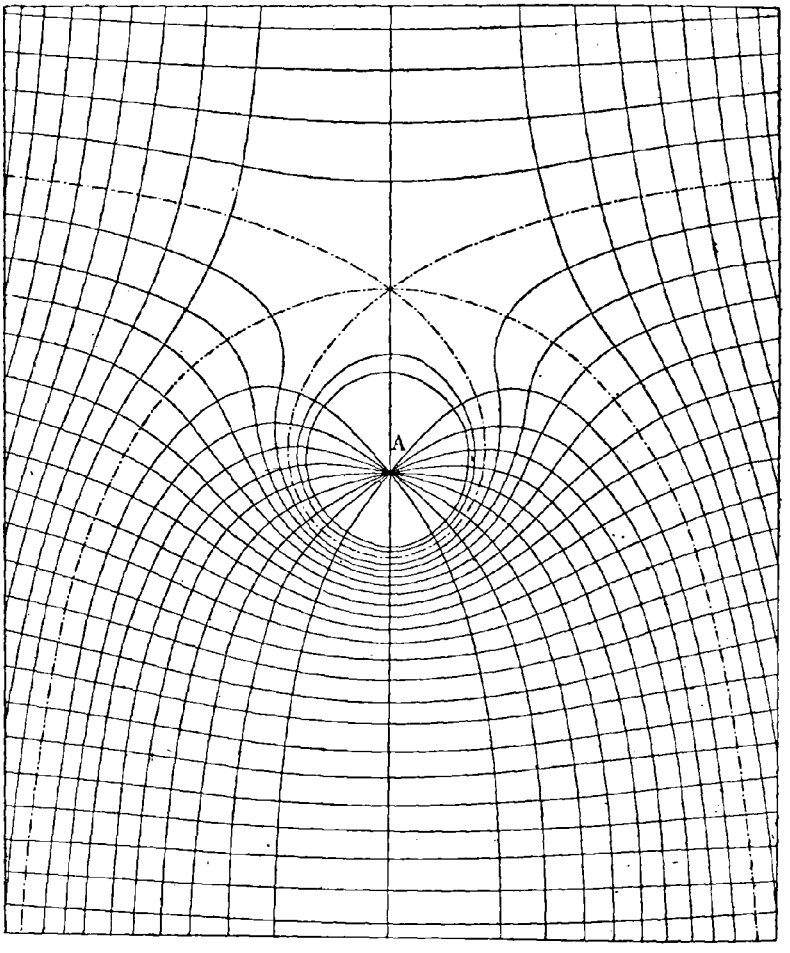
Si le conducteur inférieur est très éloigné de A, sa surface pourra être assimilée à un plan, de sorte que nous aurons ainsi résolu le problème de la distribution de l'électricité sur deux surfaces presque planes et parallèles, à la seule exception que la surface supérieure présente près de son milieu une protubérance plus ou moins prononcée suivant la forme de ligne équipotentielle particulière choisie pour la surface.

96. *Lignes de force et surfaces équipotentielles de trois points.* — La *Pl. IV* représente les lignes de force et les surfaces équipotentielles dues à trois points électrisés A, B, C; la charge de A est de 15 unités d'électricité positive, celle de B de 12 unités négatives et celle de C de 20 unités positives : ces trois points sont placés, sur une droite, à des distances telles que

$$AB = 9, \quad BC = 16, \quad AC = 25.$$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Pl. III.

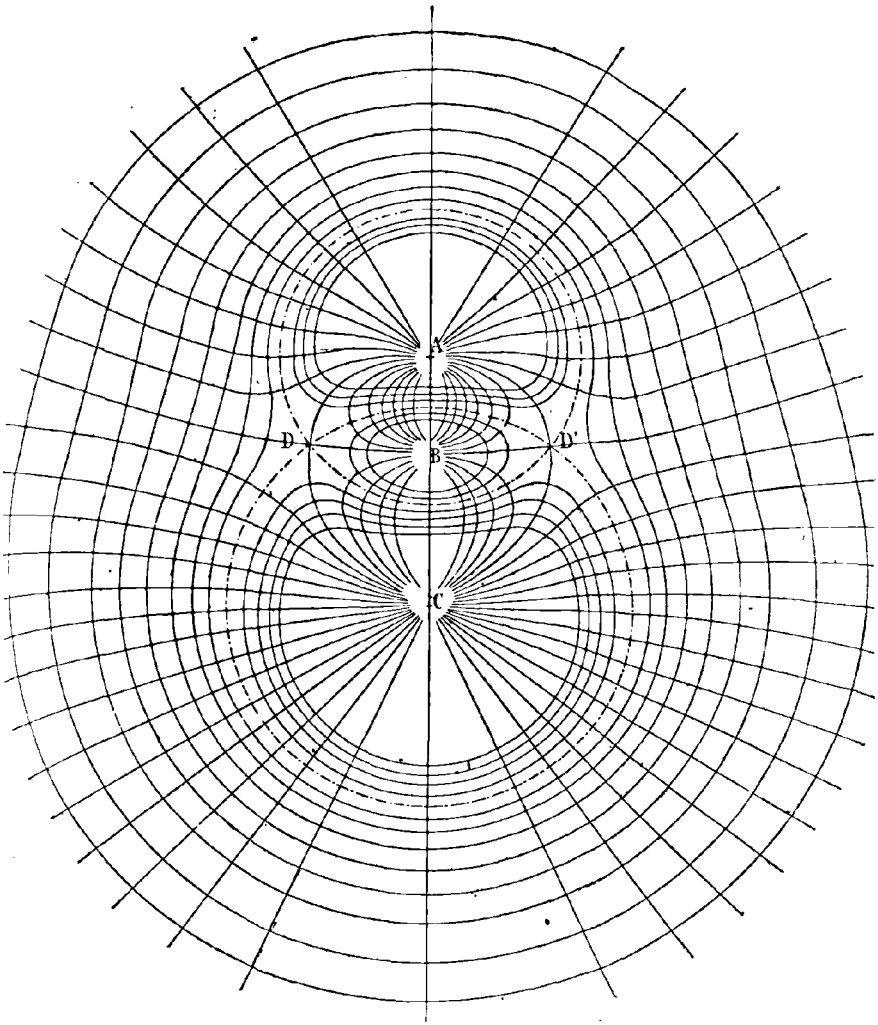


Lignes de force et surfaces équipotentielles.

A = 10.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Pl. IV.



Lignes de force et surfaces équipotentielles.

A = 15, B = — 12, C = 30.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Dans ce cas, la surface de potentiel unité est constituée par deux sphères de centres A et C, et de rayons 15 et 20; ces sphères se pénètrent suivant le cercle qui coupe le plan du papier en D et D′, dont le centre est en B et le rayon égal à 12 : ce cercle est une ligne d'équilibre, car la force résultante s'annule en tout point de cette courbe.

Si nous supposons que la sphère dont le centre est en A soit un conducteur chargé de trois unités d'électricité positive et soumis à l'influence des 20 unités d'électricité positive de C, le diagramme représentera l'état de ce cas, pourvu que nous effacions toutes les lignes tracées à l'intérieur de la sphère A. La partie de cette surface sphérique au delà du petit cercle DD′ sera électrisée négativement par l'influence de C, et tout le reste de la sphère positivement, de sorte que le petit cercle DD′ sera, lui-même, une ligne de nulle électrisation.

Ce diagramme représenterait également l'électrisation d'une sphère, de centre C, chargée de 8 unités positives et influencée par une charge de 15 unités positives en A.

Nous pouvons aussi considérer ce diagramme comme représentant le cas d'un conducteur dont la surface, formée par les plus grands segments des deux sphères qui se coupent en DD′, serait chargée de 23 unités d'électricité positive.

97. *Emploi des lignes de force de Faraday.* — Je suis très désireux de voir ces diagrammes étudiés comme des illustrations du langage de Faraday lorsqu'il parle des « lignes de force » et des « forces d'un corps électrisé », etc.

En langage mathématique rigoureux, le mot *force* désigne la cause supposée de la tendance manifestée par un corps matériel à modifier son état de repos ou de mouvement. Il est indifférent que nous parlions de cette tendance observée ou de sa cause immédiate, puisque cette cause est simplement déduite (*inferred*) de ses effets et que nous n'avons pas d'autre preuve de son existence.

Mais l'habitude que nous avons de mouvoir notre corps et de déplacer, de la même manière, d'autres objets, nous a fait acquérir et conserver dans notre mémoire un approvisionnement considérable de sensations relatives à ces actions, de

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

sorte que nos idées de force se rattachent, dans notre esprit, à celles d'une puissance consciente d'action et de fatigue, d'une pression irrésistible ou vaincue. Ces notions, qui colorent et vivifient l'idée purement abstraite de la force, ne font commettre aucune erreur pratique aux esprits familiarisés avec les méthodes mathématiques.

A l'époque, au contraire, où la science dynamique était peu connue, on confondait, dans le langage ordinaire, tous les mots se rapportant à l'exercice d'une action, tels que *force, puissance*, *énergie*, malgré les efforts tentés pour introduire plus de précision dans le langage.

L'étude et la vulgarisation des notions saines en dynamique, depuis Galilée et Newton, ont apporté, il est vrai, dans le langage familier et les idées de tous, un immense changement; mais ce n'est que tout récemment, et à cause de l'importance croissante des machines, que les idées de force, d'énergie et de travail se sont nettement distinguées. Néanmoins, très peu de personnes, même parmi les savants, prennent le soin d'observer ces distinctions; c'est ainsi que l'on dit souvent la *force d'une balle de fusil,* au lieu de son énergie ou de sa quantité de mouvement, et la *force d'un corps électrisé,* en voulant parler de sa quantité d'électrisation.

La quantité d'électricité d'un corps est mesurée, d'après les idées de Faraday, par le *nombre* des lignes de force, ou mieux d'induction, qui en procèdent. Ces lignes de force doivent toutes se terminer quelque part, sur les corps voisins, sur les murailles ou le plafond de la salle, à terre ou dans les corps célestes, et, partout où elles se terminent, il se trouve une quantité d'électricité égale et opposée à celle de la partie du corps dont les lignes procèdent; on le reconnaît sur les diagrammes. Il n'y a, par conséquent, pas de contradiction entre les idées de Faraday et les résultats mathématiques de l'ancienne théorie; au contraire, la notion des lignes de force jette une grande lumière sur ces résultats, et semble apporter le moyen de s'élever, par un progrès continu, des conceptions quelque peu rigides de l'ancienne théorie à des idées susceptibles d'une plus grande extension, de manière à mieux se prêter à l'accroissement de nos connaissances par de nouvelles recherches.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

98. *Méthode générale du tracé des diagrammes.* — Ces diagrammes sont construits de la manière suivante :

Considérons d'abord le cas d'un seul centre de force, un petit corps électrisé de charge E. Le potentiel V, à une distance r, est égal à $\frac{E}{r}$; si donc on fait $r = \frac{E}{V}$, nous trouverons le rayon de la sphère de potentiel V. Donnons maintenant à V les valeurs 1, 2, 3, ... et traçons les sphères correspondantes; nous obtiendrons ainsi une série de surfaces équipotentielles, dont les potentiels sont exprimés par les nombres entiers consécutifs. Les sections de ces sphères, par un plan passant par leur centre commun, seront des cercles, que nous pourrons désigner par les nombres caractérisant leurs potentiels : ils sont indiqués par les cercles pointillés à droite de la *fig.* 21.

S'il existe un autre centre de forces, nous pouvons tracer, de la même manière, les surfaces équipotentielles qui lui correspondent. Pour déterminer la forme des surfaces équipotentielles résultant de ces deux centres, il faut se rappeler que, si l'on désigne par V_1 et V_2 les potentiels dus à chacun d'eux, le potentiel résultant sera $V_1 + V_2 = V$. Donc, puisque nous connaissons à la fois les valeurs de V_1 et de V_2, à chaque intersection des surfaces équipotentielles appartenant aux deux séries, nous connaissons aussi la valeur de V, de sorte que, si nous traçons une surface par toutes ces intersections pour lesquelles la valeur de V est la même, cette surface coïncidera avec une véritable surface équipotentielle en toutes ces intersections. Il suffira que les systèmes primitifs de surfaces soient suffisamment rapprochés, pour pouvoir tracer la nouvelle surface avec autant d'approximation que l'on voudra. Les surfaces équipotentielles dues à deux points de charges égales et opposées sont représentées par les lignes pleines à droite de la *fig.* 21.

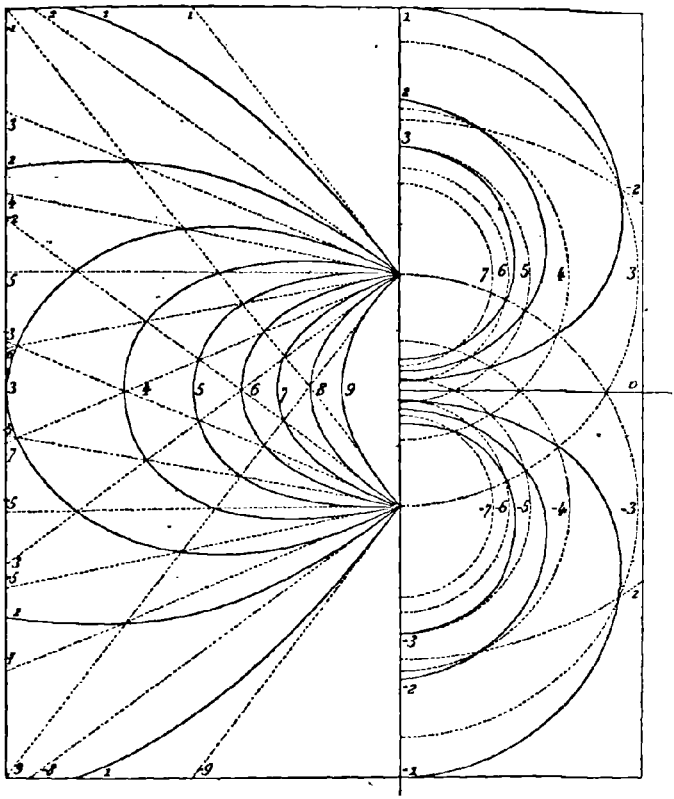
Cette méthode peut s'appliquer au tracé d'un système quelconque de surfaces équipotentielles, dont le potentiel est la somme de deux potentiels dont nous savons tracer les surfaces.

Les lignes de force dues à un centre unique sont des droites rayonnant de ce centre : pour représenter, au moyen de ces lignes, l'intensité aussi bien que la direction de la force en un

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

point quelconque, il faut les tracer de manière qu'elles découpent, sur les surfaces équipotentielles, des carreaux dont la surface intégrale d'induction ait une valeur donnée. Le

Fig. 21.



Lignes de force. Surfaces équipotentielles.

Manière de tracer les lignes de force et les surfaces équipotentielles.

meilleur moyen d'y arriver consiste à considérer notre figure plane comme la section d'une figure dans l'espace engendrée par sa révolution autour d'un axe passant par le centre de force. L'ensemble des droites rayonnant du centre, et faisant un angle θ avec l'axe, décrira un cône, et la valeur de la

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

surface intégrale d'induction découpée par ce cône, dans une surface quelconque, du côté de la direction positive de l'axe, aura pour expression $2\pi E(1 - \cos\theta)$.

Si nous supposons, en outre, que cette surface soit limitée par ses intersections avec deux plans passant par l'axe, et inclinés d'un angle dont l'arc égale la moitié du rayon, l'induction, à travers cette surface ainsi limitée, est donnée par l'expression

$$E(1 - \cos\theta) = 2\psi,$$

d'où

$$\theta = \text{arc}\cos\left(1 - \frac{2\psi}{E}\right).$$

Si nous donnons à ψ une série de valeurs $1, 2, 3, \ldots, E$, nous trouverons une série de valeurs de θ, et si E est un nombre entier d'unités d'électricité, le nombre des lignes de force correspondantes, y compris l'axe, sera égal à E.

Nous disposons donc d'une méthode nous permettant de tracer les lignes de force, de manière que la charge d'un centre quelconque soit indiquée par le nombre de lignes qui y convergent et que l'induction, à travers une surface quelconque découpée comme nous l'avons dit, soit mesurée par le nombre des lignes de force qui la traversent.

Les droites pointillées, à gauche de la *fig.* 21, représentent les lignes de force dues à chacun des deux points dont les charges sont respectivement 10 et — 10.

S'il y a, sur l'axe de la figure, deux centres de force, nous pouvons tracer les lignes de force pour chaque axe correspondant aux valeurs de ψ_1 et ψ_2; puis, faire passer, par leurs intersections consécutives, des lignes pour lesquelles la valeur de $\psi_1 + \psi_2$ soit constante, et qui détermineront les lignes de forces résultant de ces deux centres. Nous pouvons combiner de même deux systèmes quelconques de lignes de force symétriquement distribuées autour d'un axe.

Les courbes continues tracées sur la gauche de la *fig.* 21 représentent les lignes de force dues à l'ensemble des deux points électrisés.

On peut, après avoir ainsi tracé les surfaces et les lignes de force, vérifier l'exactitude du diagramme en constatant que

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

les deux systèmes de lignes sont partout orthogonaux et que la distance entre les surfaces équipotentielles consécutives est, à celle des lignes de force consécutives, comme la moitié de leur distance à l'axe est à la longueur choisie pour unité.

Dans le cas d'un pareil système, de dimensions finies, la ligne de force d'indice ψ a une asymptote qui passe par le centre de gravité du système et se trouve inclinée sur l'axe d'un angle dont le cosinus est égal à $1 - 2\frac{\psi}{E}$, E étant l'électrisation totale du système, pourvu que l'on ait $\psi < E$. Les lignes de force d'indice $> E$ sont finies.

Les lignes correspondant à un champ de force uniforme parallèle à l'axe lui sont aussi parallèles, et leur distance à l'axe varie comme les racines carrées d'une progression arithmétique.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

CHAPITRE VII.

THÉORIE DES IMAGES ÉLECTRIQUES.

99. Le calcul de la distribution de l'électricité à la surface d'un conducteur, dans le voisinage de corps électrisés, est, en général, une opération que l'on ne peut aborder par les méthodes mathématiques actuelles.

Poisson a donné une solution de ce problème fondée sur une série indéfinie, lorsque le conducteur est une sphère et que la distribution de l'électricité sur les corps extérieurs est connue; cette solution s'accorde avec celle qui fut donnée ensuite, sous une forme plus simple, par Sir W. Thomson et qui sert de base à sa théorie des images.

Sir W. Thomson a résolu, à l'aide de cette méthode, des problèmes d'électricité qui n'avaient jamais été abordés auparavant, et qu'aucune autre méthode ne paraît pouvoir attaquer, même en connaissant leurs solutions. Cette méthode offre le grand avantage d'être intelligible à l'aide des raisonnements mathématiques les plus élémentaires, surtout lorsqu'on l'emploie concurremment avec les diagrammes de surfaces équipotentielles décrits dans les nos 93-96.

100. On acquiert facilement la notion des images électriques en considérant les phénomènes optiques au sujet desquels ce mot fut introduit, pour la première fois, dans le langage scientifique.

Nous sommes accoutumés à nous servir des impressions

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

que nous percevons par nos yeux pour déterminer les positions des objets lointains : nous le faisons sans cesse, d'une manière suffisamment exacte en pratique. Les géodésistes et les astronomes agissent de même, mais avec plus d'exactitude, à l'aide d'instruments artificiels et de déductions mathématiques. De quelque manière que nous raisonnions, nous voyons néanmoins que nos déductions sont fondées sur l'hypothèse de l'existence des objets aux points de l'espace d'où ils émettent de la lumière en ligne droite, vers nos yeux et nos instruments.

Mais si nous observons, en nous plaçant devant un miroir plan, la direction apparente des objets qu'il réfléchit, nous voyons que ces observations concordent avec l'hypothèse que le miroir n'existe pas et qu'il existe certains objets dans la région située derrière le miroir : ces objets hypothétiques sont reliés géométriquement aux objets réels placés en avant du miroir; on les appelle les *images* de ces objets.

Nous n'avons aucun sens spécial pour reconnaître la présence des corps éloignés et leurs positions d'après leurs effets électriques, mais nous disposons de méthodes et d'appareils par lesquels nous pouvons déterminer la distribution du potentiel et de la force électrique en un point quelconque du champ, et nous pouvons déduire, de ces données, une certaine connaissance de la position et de l'électrisation des corps éloignés.

Si un astronome pouvait déterminer la direction et la grandeur de la gravitation en un point donné des espaces célestes, il pourrait en déduire les positions et les masses des corps auxquels cette force est due. Lorsque Adams et Le Verrier découvrirent la planète Neptune, ils le firent en déterminant la direction et la grandeur de la force gravitante exercée par cette planète invisible, en certains points de l'espace. Dans les problèmes électriques, nous employons une balle de sureau électrisée que nous déplaçons à volonté dans le champ; ces astronomes employèrent de même la planète Uranus, sur laquelle ils n'exerçaient, il est vrai, aucun contrôle, mais qui se déplaçait de telle manière que les altérations des éléments de son orbite servirent à leur indiquer la position de la planète perturbatrice inconnue.

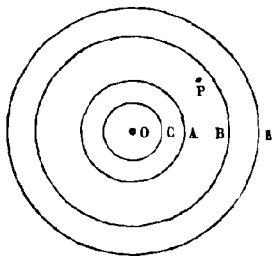
IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

101. *Image électrique au centre d'une sphère.* — L'un des systèmes électriques que nous avons déjà examinés, celui d'un conducteur sphérique A, placé à l'intérieur d'une sphère conductrice B, nous présente un des cas les plus simples d'application du principe des images électriques.

Dans ce cas, le champ électrique est constitué par la région qui s'étend entre les deux surfaces sphériques concentriques; la force électrique, en un point P de cette région, dirigée suivant le rayon OP du point au centre commun des deux sphères, est numériquement égale au quotient de la charge de la sphère intérieure A par le carré du rayon OP.

Or il est évident que la force ne changera pas, dans cette région, si nous remplaçons les surfaces sphériques électrisées A et B par deux surfaces sphériques concentriques C

Fig. 22.



et D (*fig.* 22), C se trouvant à l'intérieur de la petite sphère A et D à l'extérieur de B, pourvu que la charge de C soit égale à celle de A.

Les phénomènes électriques, dans la région comprise entre A et B, sont donc les mêmes que précédemment, à la seule différence que nous trouvons, dans les régions A — C et B — D, des forces électriques agissant suivant les mêmes lois que dans la région A — B, tandis qu'il n'existait pas de forces électriques en dehors des surfaces A et B, quand le champ était borné par ces surfaces. Nous pouvons même, au point de vue mathématique, supposer la sphère intérieure C réduite à un point physique en O et la sphère extérieure D étendue à l'infini, assimilant ainsi l'action électrique, dans la région entre A et B, à celle due à un point électrique O, situé à l'infini.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

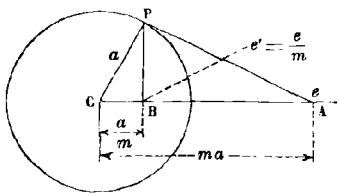
Il en résulte que, lorsqu'une surface sphérique est uniformément électrisée, les phénomènes électriques, dans la région extérieure à cette sphère, sont exactement les mêmes que si la sphère avait été enlevée et remplacée par un très petit corps, placé au centre de la sphère et de même charge qu'elle.

C'est un exemple simple d'un cas où les phénomènes, qui se produisent dans une certaine région, sont compatibles avec une hypothèse inexacte relativement à ce qui existe au delà de cette région. L'action d'une surface sphérique uniformément électrisée sur la région extérieure est, en effet, telle qu'on peut l'attribuer à un point imaginaire placé au centre de la sphère.

Le potentiel ψ d'une sphère de rayon a, placée dans un espace infini et chargée d'une quantité d'électricité e, est égal à $\frac{e}{a}$; donc, si ψ est le potentiel de la sphère, la charge imaginaire concentrée en son centre est égale à ψa.

102. *Une sphère et un point extérieur.* — Calculons maintenant le potentiel excité en un point P, sur une surface sphérique de centre C et de rayon CP, par deux points électrisés

Fig. 23.



A et B, situés dans le prolongement du même rayon, et tels que le produit de leurs distances au centre soit égal au carré du rayon : les points ainsi reliés sont dits *inverses* par rapport à la sphère.

Soit $a = \mathrm{CP}$ (*fig.* 23) le rayon de la sphère; posons

$$\mathrm{CA} = ma, \quad \text{d'où} \quad \mathrm{CB} = \frac{a}{m}.$$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Les triangles semblables APC, PCB donnent

$$\frac{AP}{PB} = \frac{AC}{PC}, \quad \text{d'où} \quad AP = m\,BP.$$

Supposons, en A, une charge d'électricité e et, en B, une charge $e' = -\frac{e}{m}$, de signe contraire ; le potentiel dû à ces charges, en P, sera

$$V = \frac{e}{AP} + \frac{e'}{BP} = \frac{e}{m\,BP} - \frac{e}{m\,BP} = 0,$$

c'est-à-dire que le potentiel dû aux charges de A et B est nul, en un point quelconque de la surface sphérique.

Nous pouvons supposer que la surface sphérique soit en métal de faible épaisseur. Son potentiel, déjà nul en tout point, ne sera pas changé si nous la relions, par un fil fin, avec la terre. Il en sera donc de même du potentiel de tout point à l'extérieur ou à l'intérieur de cette surface ; il restera égal au potentiel dû uniquement aux deux points A et B.

Si nous maintenons la surface métallique en liaison avec la terre, et si nous enlevons le point électrisé B, le potentiel deviendra nul en tout point à l'intérieur de la sphère, mais il ne changera pas au dehors ; en effet, le potentiel de la surface de la sphère n'a pas varié et la distribution des corps électrisés n'a pas changé dans la région extérieure à la sphère.

Donc, si l'on place un point électrisé A à l'extérieur d'un conducteur sphérique au potentiel zéro, l'action électrique, en tous les points à l'extérieur de la sphère, sera équivalente à celle due au point A et à un autre point B, *inverse* du point A, situé dans la sphère, et dont la charge est à celle du point A comme -1 est à m. Ce point B constitue, avec sa charge fictive, l'*image électrique* du point A.

On peut démontrer, de même, en enlevant A et en conservant B, que si l'on place un point électrisé B dans un conducteur à surface intérieure sphérique, l'action électrique dans ce conducteur est équivalente à celle du point B et d'un point imaginaire A extérieur, et dont la charge est $-m$ fois celle de B.

Si la sphère, au lieu d'être reliée à la terre, et, par conséquent, au potentiel zéro, se trouve à un potentiel ψ, les effets

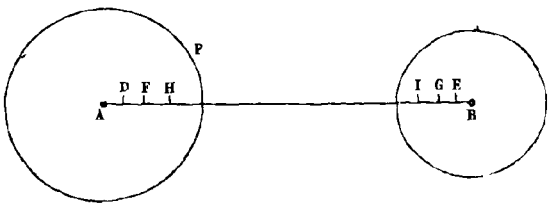
IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

électriques seront, à l'extérieur de la sphère, les mêmes que si l'on avait, au centre de la sphère, outre l'image électrique du point, une charge imaginaire ψ_a.

A l'intérieur de la sphère, le potentiel serait simplement augmenté de ψ.

103. *Deux sphères.* — Comme exemple de la méthode des images électriques, soit à calculer (*fig.* 24) l'état électrique

Fig. 24.



de deux sphères de rayons a et b, de potentiels P_a et P_b, et dont les centres sont distants de c : nous supposerons b petit par rapport à c.

Nous pouvons considérer les effets électriques actuels, en un point quelconque à l'extérieur des deux sphères, comme dus à une série d'images électriques.

En premier lieu, puisque le potentiel de la sphère A est P_a, nous pouvons placer, au centre de A, une image de charge aP_a.

Nous pouvons de même placer, au centre B de l'autre sphère, une image de charge bP_b.

Chacune de ces images aura une image du second ordre dans l'autre sphère. L'image de B dans la sphère a sera située en un point D, tel que

$$AD = \frac{a^2}{c} \quad \text{et de charge} \quad D = -\frac{a}{c} b P_b.$$

L'image de A dans la sphère b sera en un point E, tel que

$$BE = \frac{b^2}{c} \quad \text{et de charge} \quad E = -\frac{b}{c} a P_a.$$

Chacune de ces images secondes en aura une du troisième

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

ordre ; celle de E, dans a, sera en un point F, tel que

$$AF = \frac{a^2}{AE} = \frac{a^2 c}{c^2 - b^2} \quad \text{et de charge} \quad F = \frac{a^2 b}{c^2 - b^2} P_a;$$

celle de D, dans b, sera en G, tel que

$$BG = \frac{b^2}{DB} = \frac{b^2 c}{c^2 - a^2} \quad \text{et de charge} \quad G = \frac{a b^2}{c^2 - a^2} P_b.$$

Les images du quatrième ordre seront :

Celle de G, dans a, au point H, tel que

$$AH = \frac{a^2}{AG} = \frac{a^2 (c^2 - a^2)}{c (c^2 - a^2 - b^2)},$$

et de charge

$$H = \frac{a^2 b^2}{c (c^2 - a^2 - b^2)} P_b,$$

et celle de F en I, d'où

$$BI = \frac{b^2}{FB} = \frac{b^2 (c^2 - b^2)}{c (c^2 - a^2 - b^2)}, \quad I = \frac{a^2 b^2}{c (c^2 - a^2 - b^2)} P_a.$$

Nous pourrions prolonger indéfiniment cette série d'images ; mais, si b est petit par rapport à c, les images décroîtront rapidement et pourront être négligées à partir du quatrième ordre.

Si l'on pose

$$q_{aa} = a + \frac{a^2 b}{c^2 - b^2} + \ldots,$$

$$q_{ab} = -\frac{ab}{c} - \frac{a^2 b^2}{c (c^2 - a^2 - b^2)} - \ldots,$$

$$q_{bb} = b + \frac{a b^2}{c^2 - a^2} + - \ldots,$$

la charge totale de la sphère A sera

$$E_a = q_{aa} P_a + q_{ab} P_b,$$

et celle de B

$$E_b = q_{ab} P_a + q_{bb} P_b.$$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

104. Nous pouvons calculer, d'après ces résultats, les potentiels des deux sphères, étant données leurs charges; on trouve, en négligeant les termes en b^3,

$$P_a = \frac{1}{a} E_a + \frac{1}{b} E_b,$$

$$P_b = \frac{1}{c} E_a + \left[\frac{1}{b} - \frac{a^3}{c^2(c^2 - a^2)}\right] E_b.$$

L'énergie électrique du système est égale à

$$\frac{1}{2}(E_a P_a + E_b P_b) = \frac{1}{2}\frac{1}{a} E_a^2 + \frac{1}{c} E_a E_b + \frac{1}{2}\left[\frac{1}{b} - \frac{a^3}{c^2(c^2 - a^2)}\right] E_b^2.$$

La répulsion R, entre les deux sphères, est mesurée par la rapidité avec laquelle l'énergie du système diminue quand c augmente; d'où

$$R = \frac{E_b}{c^2}\left[E_a - E_b \frac{a^3(2c^2 - a^2)}{c(c^2 - a^2)^2}\right].$$

Pour que la force puisse être répulsive, il faut que les charges des sphères soient de même signe et que l'on ait

$$E_a > E_b \frac{a^3(2c^2 - a^2)}{c(c^2 - a^2)}.$$

La force est donc toujours attractive :

1° Quand l'une des sphères est isolée;

2° Quand l'une des sphères n'est pas chargée;

3° Quand les sphères sont presque au contact si leurs potentiels sont différents.

Lorsque les potentiels sont égaux, la force est toujours répulsive.

105. *Densité de l'électrisation induite sur une sphère par un point.* — Soit à calculer la force électrique déterminée, en un point extérieur très voisin de la surface d'une sphère conductrice reliée à la terre, par la présence d'un point électrisé A, situé à l'extérieur de la sphère.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Les conditions électriques de tous les points à l'extérieur de la sphère sont, nous l'avons vu, équivalentes à celles dues au point A et à son image B.

Si l'on désigne par e la charge du point A (*fig.* 23), la force due à ce point est $\frac{e}{AP^2}$ dans la direction AP. Résolvant cette force suivant une direction parallèle à AC et suivant le rayon, on trouve ses composantes égales à $\frac{e}{AP^3}AC$ parallèlement à AC, et à $\frac{e}{AP^3}CP$ dans la direction CP.

La charge de l'image de A en B est $-e\frac{CP}{CA}$, et la force due à l'image en P est égale à $e\frac{CP}{CA}\frac{1}{BP^2}$ dans la direction PB. Décomposant cette force suivant les mêmes directions que l'autre, on trouve pour ses composantes

$$e\frac{CP}{CA}\frac{CB}{BP^3} \quad \text{dans la direction parallèle à CA,}$$

$$e\frac{CP^2}{CA\,BP^3} \quad \text{dans la direction PC.}$$

Soit a le rayon de la sphère; posons

$$CA = f = ma, \quad AP = r,$$

il vient

$$CB = \frac{1}{m}a, \quad BP = \frac{1}{m}r,$$

et, si l'on désigne par e la charge au point a, la charge de son image en B est $-\frac{1}{m}e$.

La force en P, due à la charge e en A, est $\frac{e}{r^2}$ suivant la direction AP. Résolvant cette force suivant le rayon et parallèlement à AC, nous trouvons, pour ses composantes,

$$\frac{e}{r^2}\frac{ma}{r} \quad \text{suivant AC,}$$

$$\frac{e}{r^2}\frac{a}{r} \quad \text{suivant CP.}$$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

La force en P, due à l'image $-\frac{1}{m}e$ en B, est $\frac{1}{m}e\frac{1}{BP^2}$ ou $e\frac{m}{r^2}$ suivant BP; résolvant cette force suivant les mêmes directions que les précédentes, on trouve, pour ses composantes

$$e\frac{m}{r^2}\frac{BC}{BP} = \frac{emа}{r^3} \text{ suivant CA,}$$

$$e\frac{m}{r^2}\frac{CP}{BP} = \frac{em^2a}{r^3} \text{ suivant PC.}$$

Les composantes parallèles à AC sont égales et de sens opposés. La force résultante agit donc dans la direction du rayon, ce qui confirme ce que nous avons déjà démontré, que la sphère est une surface équipotentielle à laquelle la force résultante est partout normale.

La force résultante agit donc suivant la direction PC; elle est égale à $\frac{ea}{r^3}(m^2-1)$ dans cette direction, c'est-à-dire vers le centre de la sphère.

Nous pouvons ainsi déterminer la densité superficielle de l'électrisation en un point quelconque de la sphère, car nous avons, d'après la loi de Coulomb, en désignant cette densité par σ, l'expression

$$4\pi\sigma = R,$$

R étant la force résultante agissant *vers l'extérieur*.

La force résultante agissant, dans ce cas, vers l'intérieur, la densité superficielle est partout négative et égale à

$$\sigma = -\frac{1}{4\pi r^3}ea(m^2-1).$$

La densité superficielle varie donc en raison inverse du cube de la distance au point inducteur A.

106. *Densité superficielle sur deux sphères. Ligne neutre.* — Dans le cas de deux sphères A et B (*fig.* 24), de rayons a et b, de potentiels $P_a P_b$ et de distance e entre les centres, nous pouvons déterminer la densité superficielle en un point quelconque de la surface sphérique A, en la considérant comme

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

due à l'action d'une charge aP_a en A et aux couples de points BD, EF, ..., couples d'images successifs.

Posant

$$r = PB, \quad r_1 = PE, \quad r_2 = PG, \quad \ldots,$$

il vient

$$\sigma = \frac{1}{4\pi} P_a \left[\frac{1}{a} + \frac{b}{r^3} \frac{(c^2 - b^2)^2 - a^2 c^2}{a^2 c} + \ldots \right]$$
$$- \frac{1}{4\pi} P_b \left\{ \frac{b}{a r^3} (c^2 - a^2) + \frac{b^2 c^2}{r_2^2 (c^2 - a^2)} \left[\left(\frac{c^2 - a^2 - b^2}{c^2 - a^2} \right)^2 - \frac{a^2}{c^2} \right] + \ldots \right\}$$

Si l'on désigne par B le corps inducteur et par A le corps induit, nous pouvons considérer l'électrisation induite sur A comme formée de deux parties dépendant, l'une du potentiel de B, et l'autre de son propre potentiel.

La partie qui dépend de P_b, potentiel de B, est appelée, par quelques auteurs, l'*électrisation induite du premier ordre;* lorsque A n'est pas isolé, elle constitue la totalité de l'électrisation et, si P_b est positif, elle est négative sur toutes les parties de la surface, et maxima au point le plus proche de B.

La partie qui dépend de P_a est appelée l'*électrisation induite du second ordre.* Elle ne peut exister que si A est isolé; elle est toujours de même signe que P_a. Si A est isolé et sans charge, les électrisations induites du premier et du second ordre sont égales et opposées. La densité surperficielle est négative du côté tourné vers B et positive de l'autre côté; mais, bien que les quantités totales d'électrisation positive et négative soient égales, l'électrisation négative est plus concentrée que la positive, de sorte que la ligne neutre qui les sépare n'est pas l'équateur de la sphère, mais se trouve plus près de B.

La présence simultanée, sur la sphère, des deux électricités, positive et négative, exige que des valeurs de σ soient égales et opposées aux points les plus éloignés et les plus rapprochés de B. Si a et b sont petits en comparaison de c, nous pouvons négliger tous les termes des coefficients de P_a et de P_b au delà du premier. Les valeurs de r sont comprises entre $c + a$ et $c - a$. Donc, si P_a est compris entre $P_b \frac{b(c-a)}{(c+a)^2}$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

et $P_b \frac{b(c+a)}{(c-a)^2}$, il y aura à la fois, sur A, des électrisations positives et négatives, séparées par une ligne neutre; mais, si P_a se trouve en dehors de ces limites, l'électrisation de chaque partie de la surface sera d'une seule espèce, négative si P_a se trouve au-dessous de la limite inférieure, positive s'il est au-dessus de la limite supérieure.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

CHAPITRE VIII.

CAPACITÉ ÉLECTROSTATIQUE.

107. *La capacité d'un conducteur est mesurée par la charge d'électricité qui élèverait son potentiel à l'unité, le potentiel de tous les autres conducteurs du champ étant maintenu au zéro.*

La capacité d'un conducteur dépend, non seulement de sa propre forme et de sa dimension, mais aussi de la forme et de la position des autres conducteurs du champ. Plus les conducteurs isolés en sont rapprochés, plus la capacité du corps chargé est grande.

On appelle *condensateur* un appareil formé de deux conducteurs isolés, présentant chacun une grande surface, et séparés par un petit intervalle, parce qu'il suffit d'une faible force électromotrice pour charger cet appareil d'une grande quantité d'électricité.

La forme la plus simple de condensateurs, celle à laquelle on donne ordinairement ce nom, consiste en deux disques parallèles séparés par une couche d'air. Lorsque l'un de ces disques est relié à l'électrode zinc d'une pile voltaïque et l'autre au cuivre, les disques se chargent respectivement d'électricité positive et négative, et la charge est d'autant plus grande que les disques sont plus rapprochés ; elle varie presque en raison inverse de leur distance. Il suffit donc de relier les disques, très rapprochés l'un de l'autre, aux électrodes d'une pile, puis de les en détacher. Nous disposerons ainsi de deux grandes charges de signes opposés, isolées sur les disques. Si nous

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

écartons maintenant les disques, nous accomplissons un travail contre l'attraction électrique qui les rapproche, et nous pouvons ainsi augmenter l'énergie du système, bien que la force électromotrice initiale ne soit que celle d'un seul élément, au point d'élever le potentiel de chacun des disques séparés, suffisamment pour fléchir les feuilles d'or d'un électroscope.

C'est ainsi que Volta démontra que l'électrisation due à une pile est la même que celle due au frottement, l'électrode de cuivre étant positive par rapport à celle du zinc.

Dans ce condensateur, la capacité de chaque disque dépend principalement de la distance qui le sépare de l'autre, mais aussi, bien qu'à un moindre degré, de la nature du champ électrique sur son autre face extérieure.

Il existe d'autres formes de condensateurs, dans lesquels l'un des conducteurs est presque ou totalement entouré par l'autre. Dans ce cas, la capacité du conducteur intérieur ne dépend, presque ou totalement, que du conducteur extérieur. C'est le cas d'une bouteille de Leyde et d'un câble dont l'âme en cuivre est entourée d'un isolant protégé extérieurement par une enveloppe en fils de fer.

108. *Coefficients des condensateurs.* — Dans la plupart des cas, la charge de chacun des conducteurs dépend, non seulement de la différence entre son potentiel et celui de l'autre, mais aussi, en partie, de la différence entre son potentiel et celui de quelque autre corps, tel que la terre ou les murailles de la salle.

On peut donc, dans les cas les plus simples, déterminer les charges des deux conducteurs par les équations

$$Q = K(P - p) + HP, \tag{1}$$

$$q = K(p - P) + hp, \tag{2}$$

dans lesquelles P et p sont les potentiels des conducteurs, celui des murailles de la salle étant nul, Q et q les charges des deux conducteurs, K la capacité du condensateur, en tant qu'elle dépend de la relation mutuelle des deux conducteurs; H et h représentent les parties de la capacité de chaque conducteur qui dépendent de leur relation avec les objets extérieurs, tels que les parois de la salle.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Si nous relions le second conducteur à la terre, p devient égal à zéro, tandis que Q reste constant, et nous trouvons, pour les nouvelles valeurs de P, de Q et q,

$$(3)\quad P_1 = P - \frac{K}{K+H}p, \quad Q_1 = (K+H)P_1, \quad q_1 = -KP_1.$$

Si l'on isole maintenant le second conducteur et si nous relions le premier à la terre, nous faisons $P = 0$ et

$$(4)\quad p_2 = -\frac{K}{K+h}p_1, \quad Q_2 = -Kp_2, \quad q_2 = (K+h)p_2.$$

Si nous isolons de nouveau le premier conducteur, et si nous relions le second à la terre, on a

$$(5)\quad P_3 = \frac{-K}{K+h}p_2, \quad Q_3 = (K+H)P_3, \quad q_3 = -KP_3.$$

Il en résulte que, si nous relions successivement chacun des deux conducteurs à la terre, les valeurs des potentiels et des charges seront diminuées dans le rapport

$$\frac{K^2}{(K+H)(K+h)}.$$

Comparaison de deux condensateurs.

109. Supposons que les deux condensateurs soient des bouteilles de Leyde munies d'une enveloppe métallique à l'extérieur et à l'intérieur.

Relions l'enveloppe intérieure de la première bouteille et l'enveloppe extérieure de la seconde à une source d'électricité au potentiel P, tandis que les autres enveloppes sont reliées à la terre.

Si l'on désigne par Q_1 et Q_2 les charges des enveloppes intérieures des deux bouteilles, on a

$$(7)\qquad Q_1 = (K_1 + H_1)P_1, \quad Q_2 = -K_2P.$$

Relions maintenant à la terre les deux enveloppes exté-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

rieures, et entre elles les enveloppes intérieures; nous avons

$$p'_1 = p'_2 = 0,$$

$$(8) \qquad Q_1 + Q_2 = Q'_1 + Q'_2,$$

$$(9) \qquad P'_1 = P'_2 = P';$$

d'où l'on peut déduire le potentiel P′ des enveloppes intérieures.

L'équation (8) devient, en vertu de (9),

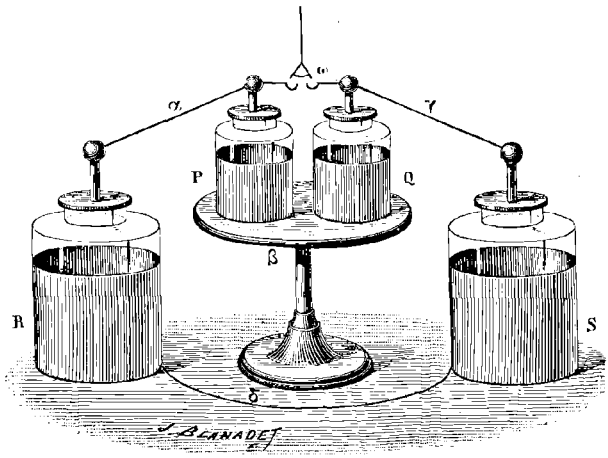
$$(K_1 + H_1 - K_2)P = (K_1 + H_1 + K_2 + H_2)P'.$$

Si $K_1 + H_1 = K_2$, la décharge est complète.

110. Sir W. Thomson a adopté la méthode suivante, qui permet de vérifier l'existence d'une relation déterminée entre les capacités de quatre condensateurs : elle correspond, en électrostatique, au pont de Wheatstone dans l'électricité de courants.

Sur la *fig.* 25, on a représenté les condensateurs par des

Fig. 25.



bouteilles de Leyde. Deux d'entre elles, P et Q, ont leurs armatures extérieures au contact d'un support isolé β: les deux

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

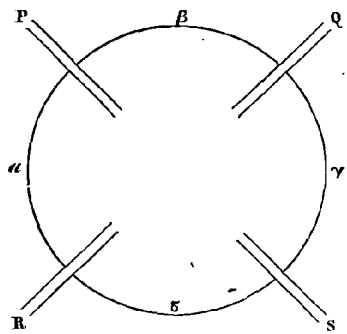
autres, R et S, ont leurs armatures extérieures reliées à la terre. Les armatures intérieures de P et de R sont toujours reliées entre elles, ainsi que celles de Q et de S. Pour exécuter l'expérience, on charge d'abord les armatures intérieures de P et de R à un potentiel A, et celles de Q et de S à un potentiel différent C; pendant cette opération, le support β est relié à la terre. On sépare ensuite le support β de la terre, et on le relie à l'une des électrodes d'un électromètre, dont l'autre est reliée à la terre.

Puisque β est déjà ramené au potentiel zéro par sa liaison avec la terre, il n'y aura aucune perturbation de l'électromètre à moins de fuites dans l'une des bouteilles; nous pouvons supposer qu'il n'y a pas de fuites et que l'électromètre reste au zéro.

Relions entre elles les armatures intérieures des quatre bouteilles, en faisant toucher, au fil isolé ω, les deux crochets des fils α et γ. Puisque les potentiels de α et γ sont différents, il y aura décharge, et le potentiel de β sera, en général, changé, ainsi que l'indiquera l'électromètre. Néanmoins, s'il existe un certain rapport entre les capacités des bouteilles, le potentiel de β restera nul.

111. Cherchons quelle doit être cette relation. On a repré-

Fig. 26.



senté, dans la *fig.* 26, la même disposition électrique, sous une forme plus simple, dans laquelle les condensateurs sont

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

formés chacun par une paire de disques; sous cette forme, l'analogie avec le pont de Wheatstone devient frappante.

Nous avons à considérer les potentiels et les charges de quatre conducteurs; le premier est formé par les armatures intérieures de P et de R et le fil qui les réunit; nous le désignerons par α, sa charge par a, et son potentiel par A.

Le second conducteur est formé par les armatures extérieures P et Q et le support isolant β; nous le désignerons par β, sa charge par b, et son potentiel par B.

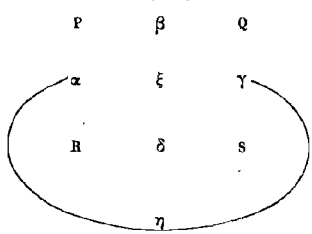
Le troisième conducteur, γ, est formé par les armatures intérieures de Q et de S et par le fil qui les réunit; sa charge est e, son potentiel C.

Le quatrième conducteur est constitué par les armatures extérieures de R et de S et par la terre, à laquelle elles sont reliées. Nous pourrions caractériser ce conducteur par les lettres δ, d et D; mais, comme son potentiel est toujours nul et sa charge toujours égale et opposée à celle des autres conducteurs, nous n'aurons pas à le considérer.

La charge de l'un quelconque des conducteurs dépend de son propre potentiel, de celui des deux conducteurs adjacents, et aussi, mais à un bien moindre degré, de celui du conducteur opposé.

Supposons que les coefficients d'induction, entre les différentes paires des quatre conducteurs, soient représentés par le schéma de la *fig.* 27, dans laquelle ξ et η sont très petits

Fig. 27.



par rapport à P, Q, R et S. Le coefficient de capacité de l'un quelconque des conducteurs excédera la somme de ses trois coefficients d'induction d'une quantité qui sera petite, si la capacité des boules des bouteilles et des fils qui les réunissent

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

est faible par rapport à la capacité totale des bouteilles; désignons cet excès par les symboles α, β, γ, δ des conducteurs; les capacités seront

$$P + R + \alpha + \eta,$$
$$P + Q + \beta + \xi,$$
$$Q + S + \gamma + \eta,$$
$$R + S + \delta + \xi,$$

et les charges seront :

$$\begin{array}{lll} \text{Pour } \alpha \ldots & a = (P + R + \alpha + \eta)A - PB - RD - \eta C, \\ \text{» } \beta \ldots & b = (P + Q + \beta + \xi)B - PA - QC - \xi D, \\ \text{» } \gamma \ldots & c = (Q + S + \gamma + \eta)C - QB - SD - \eta A, \\ \text{» } \delta \ldots & d = (R + S + \delta + \xi)D - RA - SC - \xi D. \end{array}$$

Pendant la première partie de l'expérience, les potentiels de α et de γ sont respectivement A et C, tandis que ceux de β et de δ sont nuls; on a donc d'abord

$$a = (P + R + \alpha + \eta)A - \eta C,$$
$$b = - PA - QC,$$
$$c = (Q + S + \gamma + \eta)C - \eta A.$$

Nous n'avons pas à déterminer la charge de δ.

Faisons maintenant communiquer α et γ, et désignons les charges et les potentiels des conducteurs, après la décharge, par leurs lettres accentuées. Les potentiels de α et γ seront devenus égaux; désignons par y leur valeur commune : on a

$$A' = C' = y.$$

La somme de leurs charges reste la même,

$$a' + c' = a + c.$$

La charge de β reste la même qu'auparavant,

$$b = b',$$

mais son potentiel n'est plus nul, il possède une valeur B',

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

que nous avons à déterminer en fonction de A et de C, en éliminant les autres quantités entrant dans les équations.

Après la décharge,

$$\begin{aligned} a' &= (P + R + \alpha)y - PB', \\ b' &= (P + Q + \beta + \xi)B' - (P + Q)y, \\ c' &= (Q + S + \gamma)y - QB'. \end{aligned}$$

L'équation

$$a' + c' = a + c$$

devient donc

$$\begin{aligned} &(P + R + Q + S + \alpha + \gamma)y - (P + Q)B' \\ &\quad = (P + R + \alpha)A + (Q + S + \gamma)C, \end{aligned}$$

et l'équation $b' = b$

$$(P + Q + \beta + \xi)B' - (P + Q)y = -PA - QC.$$

Éliminant y de ces équations, il vient

$$\begin{aligned} &B'[(P + Q)(R + S) \\ &\quad + (P + Q)(\alpha + \beta + \gamma + \xi) + (R + S + \alpha + \gamma)(\beta + \xi)] \\ &\quad = Q[(R + \alpha) - P(S + \gamma)](A - C). \end{aligned}$$

Si donc l'électromètre n'est pas troublé par la décharge, $B' = 0$, et l'on a

$$\frac{P}{Q} = \frac{R + \alpha}{S + \gamma}.$$

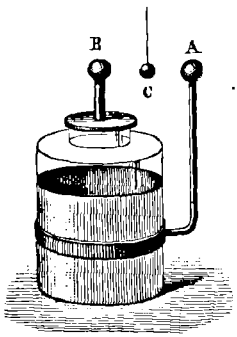
IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

CHAPITRE IX.

LE COURANT ÉLECTRIQUE.

112. Soient (*fig.* 28) A et B deux corps métalliques reliés respectivement aux armatures intérieure et extérieure d'une bouteille de Leyde, dont l'armature intérieure est positive, de sorte que le potentiel de A est supérieur à celui de B.

Fig. 28.



Si l'on amène au contact de A et de B une balle de résine dorée C, elle recevra de A une petite charge positive, à chaque contact, et communiquera à B de l'électricité positive, chaque fois qu'elle le touchera.

Il s'effectuera ainsi un transport d'électricité positive de A sur B, suivant la trajectoire parcourue par la balle, et c'est ce qui a lieu dans tout courant électrique, à savoir, un passage d'électricité le long d'une trajectoire définie. Pendant son

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

mouvement de A vers B, la balle est chargée positivement, et la force électrique tend à la pousser de A vers B; mais elle se charge négativement dès qu'elle a touché B, de sorte que la force électrique agit, pendant son retour, de B vers A. La balle est donc actionnée, par la force électrique, toujours dans la direction de son mouvement actuel, de sorte que, si elle est convenablement suspendue, la force électrique, non contente d'entretenir son mouvement oscillatoire, lui communiquera, de plus, une quantité d'énergie qu'elle dépensera par une série de chocs, en rebondissant sur les sphères A et B. Le courant d'électricité positive se trouve ainsi maintenu de A vers B, au moyen d'une force électromotrice également dirigée de A vers B.

113. *Courant de conduction. — Vitesse.* — Le phénomène de transport que nous venons de décrire peut être désigné sous le nom de *courant de convection;* le mouvement de l'électrisation a lieu en vertu de celui du corps électrisé qui *emmène* ou *porte* l'électricité, en se déplaçant d'un point à un autre. Mais si nous prenons, au lieu d'une balle de résine, un fil métallique supporté par une poignée isolante, et si nous amenons ses extrémités au contact de A et B, il s'effectuera un transport de l'électricité de A en B, le long du fil, bien que le fil lui-même reste immobile.

Le phénomène qui se produit alors dans le fil s'appelle *courant de conduction.* Les effets du courant de conduction, sur l'état électrique de A et de B, sont précisément les mêmes que ceux du courant de convection; dans les deux cas, il se produit un transfert de l'électrisation d'un point à un autre, le long d'une trajectoire continue.

Dans le cas de la convection de la charge sur la balle de résine, nous pouvons observer le mouvement actuel de la balle et distinguer entre l'acte du transport d'une charge positive de A à B et celui du transport d'une charge négative de B vers A, bien que les effets électriques des deux opérations soient identiques. Nous pouvons aussi distinguer entre le transport d'un grand nombre de petites charges de A en B, en succession rapide et avec une grande vitesse, et le transport d'une seule grande charge, équivalente à la

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

somme des petites, et lentement, de A en B, pendant le temps employé par toute la série des transports précédents.

Dans le cas du courant de conduction, nous n'avons aucune raison de supposer que le mode de transfert de la charge participe plutôt de l'une que de l'autre de ces méthodes. Tout ce que nous savons, c'est qu'une certaine charge d'électricité est transportée de A vers B en un certain temps, mais nous n'avons aucun moyen de déterminer si c'est par un transport d'électricité positive de A en B, ou d'électricité négative de B vers A, ou par une combinaison de ces deux procédés.

Nous sommes également incapables de déterminer si la *vitesse de l'électricité* dans le fil est grande ou petite.

S'il existe une substance pénétrant tous les corps, dont le mouvement constitue le courant électrique, l'excès de cette substance dans un corps, au delà d'une certaine proportion normale, constitue la charge observée de ce corps, et c'est une quantité susceptible de mesure; mais nous n'avons aucun moyen d'évaluer la quantité ou la charge normale même de cette substance. La seule estimation que nous en possédions est déduite d'expériences sur la quantité d'électricité dégagée pendant la décomposition d'un gramme d'un électrolyte, et cette quantité est énorme si on la compare à la charge, positive ou négative, que l'on peut accumuler dans l'espace occupé par l'électrolyte.

Or, si la charge normale d'une fraction du fil, longue d'un millionième de pouce, était égale à la charge totale transférée de A en B, ce transfert pourrait être opéré par le déplacement de l'électricité dans le fil sur une longueur d'un millionième de pouce seulement.

Il est donc parfaitement possible que la vitesse de l'électricité, dans un fil télégraphique, soit extrêmement faible, inférieure, par exemple, à un centième de pouce par heure, bien que l'on puisse transmettre des signaux, c'est-à-dire des changements dans l'état d'un courant, à des vitesses de plusieurs milliers de milles par seconde, le long d'un fil.

Nous devons donc, puisque nous ignorons la véritable vitesse linéaire d'un courant électrique, mesurer l'*énergie* d'un courant par la quantité d'électricité déchargée, à travers une section quelconque du conducteur, par unité de temps, de la

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

même manière que les ingénieurs mesurent le débit de l'eau ou du gaz à travers les tuyaux, non par la vitesse, mais par la quantité d'eau ou de gaz qui passe par minute.

114. *Déplacement et décharge.* — Dans bien des cas, nous avons à considérer la quantité totale d'électricité qui passe plutôt que la rapidité de son débit ; tel est, spécialement, le cas des courants de très courte durée ou considérés simplement comme le passage d'un état permanent du système à un autre. Dans ces cas, il faut considérer le courant en entier comme un *déplacement électrique*, le mot *déplacement* indiquant le résultant final d'un mouvement, sans tenir compte de sa vitesse.

On appelle *décharge électrique* le passage d'une quantité donnée d'électricité, suivant une trajectoire donnée.

CLASSIFICATION DES CORPS SUIVANT LEUR FACULTÉ DE TRANSPORTER L'ÉLECTRICITÉ.

115. Considérons, pour simplifier, une portion de matière dont les extrémités sont formées par deux surfaces équipotentielles, à des potentiels différents, et dont les parois latérales sont constituées par des lignes de courant ou de déplacement électrique.

Les extrémités du corps sont appelées ses *électrodes;* celle par laquelle entre l'électricité s'appelle *anode* et l'autre *cathode*.

On appelle *force électromotrice externe* l'excès du potentiel de l'anode sur celui de la cathode.

La forme du corps peut varier depuis celle d'un long fil entouré d'air ou d'une autre matière isolante jusqu'à celle d'une feuille mince, que l'électricité traverse suivant son épaisseur.

On peut diviser les corps en trois grandes classes, suivant la manière dont ils se comportent vis-à-vis de la force électromotrice, à savoir : les *métaux*, les *électrolytes* et les *diélectriques*.

Première Classe. — *Métaux.*

116. La première classe comprend tous les métaux, solides ou liquides, et quelques substances non considérées, par les chimistes, comme des métaux. Dans ces corps, la plus faible

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

force électromotrice est capable de produire un courant, et ce courant dure tant que la force électromotrice agit sans produire aucun changement dans les propriétés chimiques du corps. L'intensité du courant continu est proportionnelle à la force électromotrice. On appelle *résistance* du conducteur le rapport de la valeur numérique de la force électromotrice à celle du courant. En d'autres termes, il s'oppose, à l'écoulement du courant, une force électromotrice interne, proportionnelle à son intensité et à une quantité appelée la *résistance* du conducteur, qui dépend de sa forme et de sa nature. Lorsque l'intensité du courant est telle que cette force électromotrice interne équilibre la force électromotrice externe, l'intensité du courant reste invariable; on dit que le courant est *constant* (*steady*) ou uniforme.

Ces relations ont été établies, pour la première fois, par le Dr S.-G. Ohm, dans un Ouvrage publié en 1827; elles sont exprimées par la formule

$$\text{force électromotrice} = \text{courant} \times \text{résistance},$$

connue sous le nom de *loi de Ohm*.

Production de la chaleur par les courants.

117. Pendant l'écoulement d'un courant constant à travers un conducteur de la première classe et de matière homogène, de la chaleur est engendrée dans le conducteur, mais sa substance n'est aucunement affectée; car, si on laisse la chaleur s'en dégager aussi rapidement qu'elle se produit, la température et toutes les autres conditions physiques du corps restent les mêmes.

La totalité du travail exécuté par la force électromotrice externe, en forçant l'électricité à travers le corps, est donc dépensée à engendrer de la chaleur. L'équivalent dynamique de la chaleur engendrée est donc égal au travail électrique dépensé, c'est-à-dire, au produit de la force électromotrice par la quantité d'électricité transmise par le courant.

Or, la force électromotrice est, d'après la loi de Ohm, égale au produit de l'intensité du courant par la résistance, et la quantité d'électricité est, par la définition même du courant,

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

le produit de son intensité par le temps qu'il dure, de sorte que l'on a

chaleur dégagée, en unités dynamiques,
= carré de l'intensité × résistance × temps.

Cette relation fut établie pour la première fois par le Dr Joule ; elle est connue sous le nom de *loi de Joule*. Elle fut aussi établie indépendamment par Lenz.

Seconde Classe. — *Électrolytes.*

118. La seconde classe de substances est formée par les corps composés, en général à l'état liquide, appelés *électrolytes*.

Lorsqu'un courant électrique passe à travers une masse de chlorure d'argent fondue, le chlore apparaît sur l'anode, où pénètre le courant, et l'argent au cathode, par où le courant quitte l'électrolyte. Les quantités de ces deux substances séparées formeraient, en se combinant, du chlorure d'argent. La composition des parties de l'électrolyte situées entre les électrodes reste invariable.

Si donc nous fixons notre attention sur une partie de l'électrolyte comprise entre deux plans fixes perpendiculaires à la direction du courant, la quantité d'argent ou de chlore qui y pénètre par l'un des plans doit être égale à celle qui en sort par l'autre; il en résulte qu'en tout point de l'électrolyte l'argent se meut dans la direction du courant et le chlore dans la direction opposée.

On appelle *électrolyse* cette opération, dans laquelle un corps est décomposé par un courant électrique, et *conduction électrolytique* le mode suivant lequel le courant électrique est transmis. Le corps composé s'appelle un *électrolyte*, et les composants en lesquels il se sépare s'appellent des *ions;* on nomme *anion* celui qui apparaît à l'anode et *cation* celui qui paraît au cathode.

La quantité de la substance décomposée est proportionnelle à la quantité totale d'électricité qui la traverse et indépendante du temps pendant lequel passe l'électricité.

La quantité correspondant au passage d'une unité d'électricité est appelée l'*équivalent électrochimique* du corps.

Ainsi, lorsqu'une unité d'électricité traverse du chlorure

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

d'argent fondu, 1^{éq} électrochimique d'argent apparaît au cathode, 1^{éq} électrochimique du chlore à l'anode, et il disparaît 1^{éq} de chlorure d'argent décomposé en ses éléments.

119. *Lois de Faraday.* — Les valeurs des équivalents électrochimiques d'une même substance, déduites d'expériences exécutées sur différents électrolytes qui la renferment, s'accordent entre elles. C'est ainsi que l'équivalent électrochimique du chlore est le même, qu'on le déduise d'expériences sur le chlorure d'argent ou sur le nitrate.

Les lois de l'électrolyse ont été établies par Faraday [1]. Si elles sont rigoureusement vraies, la conduction de l'électricité à travers un électrolyte est toujours une conduction électrolytique, c'est-à-dire que le courant électrique est toujours associé à un écoulement des composants de l'électrolyte dans des directions opposées.

Cet écoulement des composants comporte nécessairement leur apparition, sous une forme séparée, à l'anode et au cathode, et il faut, pour effectuer cette séparation, une certaine force électromotrice qui dépend de l'énergie de combinaison de l'électrolyte; c'est ainsi que la force électromotrice d'un élément de pile Daniell ne suffit pas pour décomposer l'acide sulfurique dilué.

Si donc on introduit un élément électrolytique formé d'un vase renfermant de l'eau acidulée, à l'intérieur duquel se trouvent deux électrodes de platine, dans le circuit d'un seul élément Daniell muni d'un galvanomètre pour mesurer le courant, on constatera, au moment même de la fermeture du circuit, un courant temporaire, qui diminuera rapidement d'intensité, de façon à devenir bientôt trop faible pour n'être mesuré que par un galvanomètre très sensible.

On ne voit apparaître, aux électrodes, ni l'oxygène ni l'hydrogène constituants de l'eau, mais les électrodes elles-mêmes acquièrent de nouvelles propriétés, indiquant qu'il s'est produit une action chimique à la surface des lames de platine.

120. *Polarisation.* — Si l'on referme le circuit après en avoir retiré la pile de Daniell, le galvanomètre indique le pas-

---

[1] *Exp. Res.*, séries VII et VIII.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

sage, à travers l'électrolyte, d'un courant en sens contraire du premier. Ce courant diminue rapidement d'intensité et disparaît bientôt, de sorte que la quantité totale de l'électricité qu'il transmet n'est jamais supérieure à celle du courant primitif.

Ce courant inverse indique que les lames de platine ont acquis de nouvelles propriétés en servant d'électrodes. On dit alors qu'elles sont *polarisées,* le cathode positivement et l'anode négativement, de sorte qu'il s'exerce, dans le circuit, une force électromotrice opposée à celle de la pile.

Cette force électromotrice, que l'on appelle *force électromotrice de polarisation,* est la cause de la diminution rapide de la force du courant primitif et de son évanouissement final.

L'examen chimique des lames de platine montre qu'une certaine quantité d'hydrogène s'est déposée sur le cathode; cet hydrogène n'est pas sous la forme gazeuse ordinaire, mais il adhère à la surface du platine, si fermement qu'il est très difficile d'en enlever les dernières traces.

121. *Exactitude de la loi de Faraday.* — La loi de Faraday : *que la conduction se propage dans les électrolytes par l'électrolyse seulement,* a été considérée pendant longtemps comme n'étant pas rigoureusement exacte.

On constate, en effet, dans l'expérience où un seul élément Daniell fournit la force électromotrice d'un circuit contenant un électrolyte et un galvanomètre, que le courant devient bientôt très faible, mais ne s'évanouit jamais complètement, de sorte que, si l'on maintient la force électromotrice assez longtemps, on peut faire passer à travers l'électrolyte une grande quantité d'électricité, sans aucune décomposition sensible.

On en a argué que les électrolytes conduisent l'électricité de deux manières différentes : par l'électrolyse, d'une façon très évidente, et aussi, mais à un moindre degré, sans décomposition, à la manière des métaux. Mais Helmholtz a récemment démontré [1] que l'on peut expliquer différemment ce faible courant et que nous n'avons aucune preuve que les électrolytes puissent conduire l'électricité sans décomposition.

---

[1] *Ueber galvanische Polarisation in gusfreien Flüssigkeiten* (*Monatsbericht d. K. Akad. d. Berlin,* July 1873, p. 587)

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

122. Dans le cas des lames de platine immergées dans de l'acide sulfurique dilué, si le liquide est soigneusement débarrassé de toute trace d'oxygène ou d'hydrogène en dissolution et si les surfaces des lames de platine sont aussi débarrassées de toute adhérence d'oxygène ou d'hydrogène, le courant continue seulement jusqu'à ce que les lames aient été polarisées, et l'on ne peut constater aucun courant permanent, même avec les galvanomètres les plus sensibles.

Lorsqu'on fait l'expérience sans prendre ces précautions, il se trouve, en général, en dissolution dans le liquide, une certaine quantité d'oxygène ou d'hydrogène qui, venant au contact de l'hydrogène ou de l'oxygène adhérant à la surface de platine, se combine lentement avec eux, comme le font même ces gaz libres, en présence du platine. La polarisation est ainsi diminuée et la force électromotrice rendue capable de maintenir un courant permanent, par ce que Helmholtz a appelé la *convection électrolytique*.

En outre, il est probable que le mouvement moléculaire du liquide peut, occasionnellement, déloger les molécules d'hydrogène ou d'oxygène adhérentes aux lames de platine. Ces molécules, une fois ainsi absorbées par le liquide, se déplaceront suivant les lois ordinaires de la diffusion, car c'est seulement quand elles sont combinées chimiquement que leurs mouvements sont gouvernés par la force électromotrice. Elles tendront donc à se diffuser uniformément à travers le liquide, et finiront ainsi par atteindre enfin l'électrode opposée, ou elles se combineront au contact du platine avec une partie de l'autre constituant adhérant à cette surface, en la neutralisant.

Il s'établit ainsi une circulation continue, chacun des constituants voyageant dans un sens par l'électrolyse, et revenant en sens contraire, par la diffusion, de sorte qu'il peut exister un courant permanent sans aucune accumulation visible des produits de la décomposition.

Nous pouvons donc conclure que la prétendue inexactitude de la loi de Faraday n'a pas encore été confirmée par l'expérience.

123. *Application des lois de Ohm aux électrolytes.* — La vérification de la loi de Ohm appliquée à la conduction électrolytique est accompagnée de difficultés considérables, parce

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

que la polarisation variable des électrodes introduit une force électromotrice variable et rend difficile la mesure de la véritable force électromotrice à chaque instant.

En employant des électrodes sous forme de plaques présentant une surface considérable comparativement à la section de l'électrolyte et des courants de sens alternativement opposés, on peut diminuer l'effet de la polarisation sur la véritable résistance.

Il résulte, d'expériences exécutées de cette manière, que la loi de Ohm est vraie pour les électrolytes aussi bien que pour les métaux, c'est-à-dire que le courant est toujours proportionnel à la force électromotrice, quelle que soit la valeur de cette force.

La raison pour laquelle la résistance extérieure d'un électrolyte parait plus grande pour les petites forces électromotrices que pour les grandes est que la force électromotrice externe, entre les électrodes métalliques, n'est pas la véritable force électromotrice agissant sur l'électrolyte. Il existe, en général, une force de polarisation, ou contre-électromotrice, agissant dans une direction opposée à la force électromotrice externe, et c'est seulement l'excès de la force externe sur cette force de polarisation qui agit réellement sur l'électrolyte.

Il semble donc que la plus petite force électromotrice puisse, si elle agit réellement sur l'électrolyte, produire la conduction par électrolyse : comment alors concilier ce fait avec cet autre, qu'il faut une force électromotrice très considérable pour produire une décomposition complète?

124. *Théorie de Clausius.* — Clausius [1] a fait remarquer que, d'après l'ancienne théorie de l'électrolyse, suivant laquelle la force électromotrice était le seul agent de séparation des composants des molécules de l'électrolyte, il ne devrait se produire ni courant ni décomposition, tant que la force électromotrice reste au-dessous d'une certaine valeur, mais qu'il devrait, une fois cette limite dépassée, se produire une décomposition vigoureuse, accompagnée d'un fort courant; or, il n'en est pas ainsi, car le courant est rigoureusement

[1] *Annales de Poggendorff*, t. CI, p. 338; 1857.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

proportionnel à la force électromotrice pour toutes les valeurs de cette force.

Voici comment Clausius explique ce phénomène :

D'après la théorie du mouvement moléculaire, dont il est le principal fondateur, chacune des molécules du fluide se meut d'une manière excessivement irrégulière, lancée dans un sens, puis dans un autre, par les chocs des autres molécules aussi dans un état d'agitation.

Cette agitation moléculaire persiste toujours, indépendamment de l'action de la force électromotrice : la diffusion des fluides les uns dans les autres est produite par cette agitation moléculaire, dont la vitesse augmente avec la température. L'agitation étant extrêmement irrégulière, les rencontres des molécules ont lieu avec divers degrés de violence, et il est probable que, même à une basse température, quelques-uns de ces chocs sont si violents que l'une des deux molécules qui se choquent ou toutes les deux sont séparées en leurs constituants.

Chacune de ces molécules constituantes se heurte sur les autres jusqu'à ce qu'elle rencontre une molécule d'espèce opposée et s'unisse avec elle pour former une nouvelle molécule du composé.

Il existe donc, à chaque instant, dans tout composé, un certain nombre de molécules séparées en leurs atomes constituants. Aux températures élevées, la proportion de ces molécules devient si grande qu'elle produit le phénomène de la dissociation, étudié par Sainte-Claire Deville [1].

125. Clausius suppose que c'est sur les molécules constituantes, et dans leurs intervalles de liberté, que la force électromotrice agit, en les déviant légèrement du chemin qu'elles auraient suivi, de manière à obliger les constituants positifs à se mouvoir, dans leur ensemble, plutôt suivant la direction positive que suivant la direction négative.

La force électromotrice ne produit donc pas les disruptions et les réunions des molécules, mais, trouvant ces disruptions et ces réunions en train de s'accomplir, elle influence les mouvements des constituants, pendant leurs intervalles de liberté.

---

[1] *Leçons sur la dissociation, professées devant la Société chimique.* L. Hachette, 1866.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

La grandeur de cette influence est, à température constante, proportionnelle à la force électromotrice; mais, plus la température est élevée, plus l'agitation moléculaire augmente et plus les constituants mis en liberté sont nombreux; il en résulte que la conductibilité des électrolytes augmente donc avec la température.

Cet effet est l'opposé de celui qui se manifeste dans les métaux, dont la résistance augmente avec la température. On utilise quelquefois cette différence des effets de la température pour s'assurer si un conducteur est métallique ou électrolytique; mais la meilleure épreuve est encore celle de la polarisation, car, lors même que la quantité des ions libres est trop faible pour être observée ou mesurée, leur présence peut être indiquée par la force électromotrice qu'ils excitent.

126. *Vitesse des ions.* — Kohlrausch a découvert (1) que, si l'on soumet à l'action d'une force électromotrice d'un volt par centimètre de sa longueur un électrolyte d'eau à peu près pure, à 18°, l'hydrogène s'en dégage avec une vitesse d'à peu près $0^c,0029$ par seconde, et que la force actuelle qu'il faut exercer sur 1^{gr} d'hydrogène dans la dissolution, pour le faire s'y déplacer à une vitesse d'un centimètre par seconde, est d'environ 330000000 de kilogrammes.

Les vitesses des composants des acides monobasiques et de leurs sels sont, d'après Kohlrausch, dans les proportions suivantes :

TABLEAU I.

H.	K.	NH^4.	Na.	Li.	$\frac{1}{2}$ Ba.	$\frac{1}{2}$ Sr.	$\frac{1}{2}$ Ca.	$\frac{1}{2}$ Mg.
273	48	46	30	19	31	28	24	21
	I.	Br.	Cl.	Fe.	HO^3.	ClO^3.	$C^2H^3O^2$.	
	55	53	50	29	47	36	22	

127. *Conductibilité moléculaire des électrolytes.* — La conductibilité moléculaire spécifique l d'un électrolyte est la somme des vitesses de ses composants (2), et l'on détermine la conductibilité actuelle d'une faible dissolution en multipliant le nombre l par le nombre de grammes de la sub-

(1) *Göttingen Nachrichten*, 5 août 1874, 17 mai 1876, 4 avril 1877.
(2) *Cavendish Papers*, p. 446, 447.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

stance contenue dans un litre de la dissolution, et en divisant ce produit par le poids atomique de la substance, celui de l'hydrogène étant pris pour unité.

128. Nous avons des raisons pour croire que l'eau n'est pas un électrolyte et qu'elle ne conduit pas le courant électrique. Il est excessivement difficile de se procurer de l'eau pure de toute matière étrangère; Kohlrausch en a obtenu de tellement pure que sa résistance était énorme en comparaison de celle de l'eau distillée ordinaire (1). Lorsqu'elle avait été exposée à l'air pendant $4^h 3^m$, sa conductibilité augmentait de 70 pour 100 et elle avait augmenté, après une exposition de 1060^h, de quarante fois environ sa valeur primitive. Après une longue exposition à l'air, sa conductibilité était encore presque doublée, en $4^h 5^m$, par l'action de la fumée de tabac. L'eau renfermée dans des vases en verre dissout très promptement assez de matières étrangères pour pouvoir conduire librement l'électricité.

Kohlrausch (2) a déterminé la résistance de l'eau renfermant une très faible proportion de différents électrolytes : il constata que les résultats de ses expériences concordaient très bien avec l'hypothèse que la vitesse avec laquelle chaque ion traverse le liquide est proportionnelle à la force électromotrice, la vitesse correspondant à l'unité de force électromotrice variant avec la nature des ions, mais restant constante pour le même ion, quel que soit celui avec lequel il est combiné. Les vitesses de différents ions, en centimètres par seconde et correspondant à une force électromotrice d'un volt, sont données dans le Tableau suivant :

TABLEAU II.

H.	K.	NH^4.	Na.	Li.	Ba.
0,0029	0,00051	0,00049	0,00032	0,00020	0,00033
Sr.	Ca.	Mg.	I.	Br.	Cl.
0,00030	0,00025	0,00022	0,00058	0,00056	0,00053
	Fe.	H^2O^3.	Cl^2O^3.	$C^2H^3O^2$.	
	0,00031	0,00050	0,00038	0,00023	

(1) *Poggendorff's Ergänzungsband.* VIII, p. 7, 9 et 11; 1876.

(2) *Pogg. Ann.*, vol. CLIV, p. 125; 1875; vol. CLIX, p. 242; 1876. — *Phil. Mag.*, juin 1875.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Lorsque l'eau renferme une grande proportion de matières étrangères, les vitesses des ions ne sont plus les mêmes, car ils ont à se frayer leur voie, non plus dans de l'eau, mais à travers un liquide de propriétés physiques toutes différentes. Il résulte du Tableau III que, tout en restant, pour de petites quantités d'acide sulfurique, proportionnelle à cette quantité, la conductibilité de l'eau augmente moins vite que la proportion d'acide, à mesure que cette proportion prend plus d'importance, jusqu'à ce que la conductibilité atteigne un certain maximum, au delà duquel elle diminue quand la proportion d'acide augmente [1].

TABLEAU III.

Conductibilité K *de l'acide sulfurique à* 18° C., *rapportée à celle du mercure à* 0° C. *comme unité.*

Proportion pour 100 d'acide sulfur.	10^8K.	Proportion pour 100 d'acide sulfur.	10^8K.	Proportion pour 100 d'acide sulfur.	10^8K.
1	429	60	3487	87	944
2,5	1020	65	2722	88	965
5	1952	70	2016	89	986
10	3665	75	1421	90	1005
15	5084	78	1158	91	1022
20	6108	80	1032	92	1030
25	6710	81	985	93	1024
30	6912	82	947	94	1001
35	6776	83	924	95	958
40	6361	84	915	96	885
45	5766	85	916	97	750
50	5055	86	926	99,4	80
55	4280				

129. L'oxygène et l'hydrogène qui se dégagent aux électrodes, dans un si grand nombre d'expériences exécutées avec de l'eau renfermant des ingrédients étrangers, ne sont donc pas les ions de l'eau séparés par une pure électrolyse, mais des produits secondaires de l'électrolyse de la matière

[1] *Voir* le n° 233. On obtient un résultat semblable avec l'acide sulfurique et quelques dissolutions salines visqueuses.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

en dissolution. Si le cation est un métal qui décompose l'eau, il s'unit avec 1éq d'oxygène et laisse les 2éq d'hydrogène s'échapper à l'état gazeux. L'anion peut être un (radical composé) qui ne peut exister à l'état séparé, (mais qui existe à l'état naissant) et renferme un (ou plusieurs) équivalents de quelque élément électronégatif qui réagit sur l'eau et dégage l'oxygène.

Troisième Classe. — *Les diélectriques.*

130. *Déplacement.* — Les corps de la troisième classe présentent une résistance électrique tellement supérieure à celle des métaux, ou même des électrolytes, qu'on leur donne souvent le nom d'*isolateurs d'électricité.* Tous les gaz, un grand nombre de liquides, tels que l'essence de térébenthine et le naphte, beaucoup de solides, comme la gutta-percha, le caoutchouc sous ses différentes formes, l'ambre, les résines, les électrolytes cristallisés, le verre froid, sont des isolateurs.

On les appelle *isolateurs*, parce qu'ils ne se laissent pas traverser par les courants électriques et diélectriques, parce qu'ils peuvent, néanmoins, transmettre certaines actions électriques.

D'après la théorie adoptée dans cet Ouvrage, lorsque la force électromotrice agit sur un diélectrique, elle force l'électricité à s'y déplacer, dans sa direction, d'une quantité proportionnelle à la force électromotrice et fonction de la nature du diélectrique, le déplacement dû à des forces électromotrices égales étant plus grand dans les diélectriques solides et liquides que dans l'air et les autres gaz.

Lorsque la force électromotrice augmente, l'accroissement du déplacement est l'équivalent d'un courant électrique de même direction que la force électromotrice; lorsque cette force est constante, il y a encore un déplacement, mais pas de courant; lorsqu'elle diminue, la diminution du déplacement est l'équivalent d'un courant de sens contraire.

131. *Capacité diélectrique des solides.* — Dans un diélectrique, le déplacement électrique donne naissance à une force électromotrice de sens opposé à celui du déplacement, et

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

tendant à réduire le déplacement à zéro. Le siège de cette force intérieure se trouve dans toutes les parties du diélectrique où le déplacement existe.

La production d'un déplacement dans un diélectrique exige une dépense de travail mesurée par la moitié du produit de la force électromotrice par le déplacement électrique. Ce travail est emmagasiné sous forme d'énergie dans le diélectrique; elle est la source de l'énergie d'un système électrisé, et le rend capable d'accomplir un travail mécanique.

La valeur du déplacement produit par une force électromotrice donnée diffère d'un diélectrique à l'autre.

On appelle *capacité spécifique inductive* d'un diélectrique ou, plus brièvement, *constante diélectrique*, le rapport du déplacement dans ce diélectrique au déplacement dans le vide.

Cette quantité est plus grande dans les corps denses que dans le vide, et approximativement égale au carré de l'indice de réfraction. Le Dr Boltzman a ainsi trouvé, pour différentes substances, les valeurs suivantes [1] de leurs constantes diélectriques :

	D.	$\sqrt{D}$.	Indice de réfraction.
Soufre fondu.....	3,84	1,960	2,040
Colophane.....	2,55	1,597	1,543
Paraffine.....	2,32	1,523	1,536
Ébonite	3,15	1,775	

Pour une sphère découpée dans un cristal de soufre, Boltzman a déterminé, par des expériences électriques, les valeurs de D suivant les trois axes principaux du cristal; on trouve, en comparant ces valeurs à celles qui résultent du calcul d'après les trois indices de réfraction, les résultats suivants :

Par les expériences électriques,

$$D_1 = 4,773, \quad D_2 = 3,970, \quad D_3 = 3,811.$$

Par les mesures optiques,

$$D_1 = 4,596, \quad D_2 = 3,886, \quad D_3 = 3,591 \text{ [2]}.$$

---

[1] *Pogg. Ann.*, CLI, p. 482; 1874.
[2] *Sitzungsb.*, Vienne, 9 janvier 1873.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

132. *Capacité diélectrique des solides, des liquides et des gaz.* — Schiller (*Pogg. Ann.*, CLII, 535) a mesuré la durée des vibrations électriques lorsque l'on décharge un conducteur à travers un électro-aimant; c'est ainsi qu'il a déterminé les valeurs suivantes des coefficients diélectriques de différentes substances, qu'il compare à celles que Siemens a trouvées en se servant d'un commutateur rapide (μ désigne les indices de réfraction) :

	Schiller.	Siemens.	μ^2.	μ.
Ébonite	2,21	2,76		
Caoutchouc pur	2,12	2,34	2,25	1,50
» vulcanisé	2,69	2,94		
Paraffine refroidie rapidement, claire	1,68			
» lentement, blanc de lait	1,81	1,92	2,19	1,48
» autre spécimen	1,89	2,47	2,34	1,53
Verre couleur paille	2,96	4,12		
»	3,66			
Verre blanc pour miroir	5,83	6,34		

P. Silow (*Pogg. Ann.*, CLVI, 395; 1875) (1) a trouvé, pour l'huile de térébenthine,

$$D = 2,21, \quad \sqrt{D} = 1,490, \quad \mu_\infty = 1,456.$$

Faraday ne put arriver à constater aucune différence entre les constantes diélectriques des gaz. Le Dr Boltzmann parvint néanmoins, par une très ingénieuse méthode, à déterminer ces différences pour différents gaz, à 0° et à une pression de 1^{atm} :

	D.	$\sqrt{D}$.	μ.
Air	1,000590	1,000295	1,000294
Acide carbonique	1,000946	1,000473	1,000449
Hydrogène	1,000264	1,000132	1,000138
Oxyde de carbone	1,000690	1,000345	1,000340
Oxyde nitreux	1,000994	1,000497	1,000503
Gaz oléfiant	1,001342	1,000656	1,000678
Gaz des marais	1,000944	1,000272	1,000443

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

DÉCHARGE DISRUPTIVE.

133. Si la force électromotrice agissant en un point d'un diélectrique augmente graduellement, elle finit par atteindre une limite à laquelle il se produit, à travers le diélectrique, une décharge soudaine, généralement accompagnée de lumière et de bruit. Le diélectrique, s'il est solide, est souvent percé, craquelé ou brisé, et dispersé en partie sous forme de vapeur.

Ce phénomène paraît analogue à la rupture d'un corps solide exposé à un effort croissant. L'analogie est si complète que nous pouvons employer les mêmes termes pour décrire la manière dont le milieu se comporte sous l'action d'une force électromotrice ou d'un effort (*stress*).

La force électromotrice et le déplacement électrique correspondent ainsi à une force et à un déplacement ordinaires; la force électromotrice qui produit les décharges disruptives correspond à l'effort de rupture, la conduction ou la transmission de l'électricité correspondent à la déformation permanente.

Si nous considérons, par exemple, d'une part, la torsion d'un fil et, de l'autre, la transmission de l'électricité à travers un corps, le moment du couple de torsion du fil correspondra à la force électromotrice agissant sur le corps, et son angle de torsion, au déplacement électrique. Si le fil reprend, après la torsion, sa forme primitive et se détord complètement, on dit qu'il est parfaitement élastique. Un pareil fil correspond à un diélectrique qui agirait comme un isolateur parfait par rapport à la force électromotrice employée. Si le couple de torsion augmente au delà d'une certaine limite, le fil se brise; cette rupture correspond à la décharge disruptive, et la limite de résistance du fil à la plus grande force électromotrice que le diélectrique puisse supporter, et que nous pouvons appeler sa *ténacité électrique*.

Si le fil cède avant la rupture, de façon qu'il ne se détorde plus complètement quand on cesse de le forcer, on dit qu'il est *plastique;* il correspond à un diélectrique qui conduit jusqu'à un certain point l'électricité.

Si l'on ne peut pas imprimer au fil une torsion permanente sans le rompre, on dit qu'il est *cassant;* nous pouvons con-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

sidérer de même les diélectriques qui, comme l'air, ne transmettent l'électricité que par décharge disruptive, comme *électriquement cassants.*

134. *Charge résiduelle.* — Un grand nombre de fils, après avoir été maintenus pendant longtemps dans un état de torsion, se détordent immédiatement dès qu'on les lâche, mais d'un angle plus petit que leur angle de torsion, puis ils achèvent de se détordre, mais très lentement, pendant des jours et des semaines. De même, un grand nombre de diélectriques, tels que le verre d'une bouteille de Leyde ou la gutta-percha d'un câble sous-marin, donnent, après avoir été soumis longtemps à une force électromotrice et placés ensuite dans un circuit fermé, une décharge instantanée moindre que la charge primitive. Ils sont d'ailleurs, après cette décharge, capables de donner des décharges résiduelles de plus en plus faibles, et, si l'on maintient le circuit fermé, il en suinte lentement une certaine quantité d'électricité, le courant devenant de plus en plus faible à mesure que la charge s'épuise.

Illustration mécanique des propriétés d'un diélectrique.

135*. On dispose en circuit, comme l'indique la *fig.* 29, cinq tubes A, B, C, D, P. Les tubes A, B, C et D sont égaux et verticaux, P est horizontal. Les moitiés inférieures des tubes A, B, C, D sont remplies de mercure, leurs moitiés supérieures et le tube horizontal P sont pleins d'eau.

Un tube à robinet Q réunit le bas de A et de B avec celui de C et de D; un piston P peut glisser dans le tube horizontal.

Supposons d'abord que le niveau du mercure dans les quatre tubes soit le même, en A_0, B_0, C_0, D_0, que le piston soit en P_0 et le robinet Q fermé.

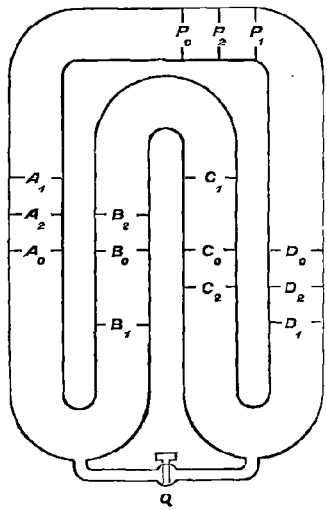
Déplaçons le piston de P_0 à P_1, sur une longueur a; puisque les sections de tous les tubes sont égales, le niveau du mercure, dans A et C, montera de a, ou en A_1 et C_1, et le mercure, dans B et D, baissera de a, ou en B_1 et D_1.

La différence de pression sur les deux côtés du piston sera donc représentée par $4a$.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Cette disposition peut servir à figurer l'état d'un diélectrique soumis à une force électromotrice $4a$. On peut considérer l'excès d'eau dans le tube D comme représentant une charge positive d'électricité sur un des côtés du diélectrique, et l'excès du mercure, dans le tube A, comme la charge négative sur l'autre côté. L'excès de pression dans le tube P, sur la face du piston tournée vers D, représentera alors l'excès du potentiel sur le côté positif du diélectrique.

Fig. 29.



Si le piston est libre de se mouvoir, il reviendra en P_0 et y restera en équilibre; ce cas représente la décharge du diélectrique.

Pendant la décharge, le mouvement du liquide change de sens dans tous les tubes, ce qui représente le changement du déplacement électrique que nous avons supposé dans le diélectrique.

J'ai supposé tous les tubes du système remplis de liquides incompressibles, afin de représenter la propriété de tout déplacement électrique, de n'occasionner nulle part une accumulation réelle d'électricité.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Considérons maintenant l'effet produit par l'ouverture du robinet Q quand le piston est en P_1.

Les niveaux A_1 et D_1 ne changeront pas, mais ceux de B et de C s'égaliseront et reviendront à B_0 et C_0.

L'ouverture du robinet Q correspond à l'existence, dans le diélectrique, d'une partie de faible puissance conductrice, mais ne s'étendant pas, comme un canal ouvert, à travers l'ensemble du diélectrique.

Dans ce cas, les charges sur les côtés opposés du diélectrique restent isolées, mais leur différence de potentiel diminue.

En fait, la différence des pressions sur les deux faces du piston tombe de $4a$ à $2a$ pendant le passage du fluide à travers le robinet Q.

Si nous fermons maintenant le robinet Q et si nous laissons le piston se mouvoir librement, il atteindra son équilibre en un point P_2, et la décharge ne sera apparemment égale qu'à la moitié de la charge.

Le niveau du mercure, en A et B, sera supérieur de $\frac{1}{2}a$ au niveau primitif, et le niveau dans les tubes C et D sera de $\frac{1}{2}a$ au-dessous, ainsi qu'on l'a indiqué en A_2, B_2, C_2, D_2.

Si l'on immobilise alors le piston et que l'on ouvre le robinet, le mercure s'écoulera de B vers C, jusqu'à ce que le niveau dans les deux tubes soit de nouveau revenu en B_0 et C_0. Il s'exercera maintenant une différence de pression a sur les deux faces du piston P. Si l'on ferme de nouveau le robinet et qu'on laisse le piston P libre de se mouvoir, il reviendra en équilibre en un point P_3, à mi-chemin entre P_2 et P_0. Ce phénomène correspond à la charge résiduelle que l'on observe lorsqu'un diélectrique se trouve déchargé, puis abandonné à lui-même; il recouvre graduellement une partie de sa charge; si l'on décharge cette partie, il se forme une troisième charge; et ainsi de suite, les charges successives diminuant en quantité. Dans le cas de notre expérience démonstrative, chaque charge est la moitié de la précédente, et les décharges, égales successivement à la moitié, au quart de la charge primitive, forment une série dont la somme est égale à la charge initiale.

Si, au lieu d'ouvrir et de fermer le robinet, nous l'avions laissé faiblement entr'ouvert pendant toute l'expérience, nous

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

aurions eu l'image de l'électrisation d'un diélectrique parfaitement isolant, et donnant pourtant lieu au phénomène appelé l'*absorption électrique*.

Pour représenter le cas où il existe une véritable conduction à travers le diélectrique, nous devons déterminer une fuite au piston ou établir une communication entre le haut du tube A et celui du tube D.

Nous pouvons réaliser ainsi une démonstration mécanique des propriétés d'un diélectrique quelconque, dans lequel les deux électricités sont représentées par deux fluides réels, et le potentiel électrique par une pression de fluide. La charge et la décharge sont représentées par le mouvement du piston P, et la force électromotrice par la force résultante sur le piston.

136. *Ténacité électrique des gaz.* — La ténacité électrique d'un milieu diélectrique dépend de sa nature, de sa densité et de sa température : c'est ainsi que la force électromotrice nécessaire pour produire une décharge disruptive est plus grande dans le verre et l'ébonite que dans l'air.

La résistance électrique de l'air, ou de tout autre gaz, peut s'évaluer en faisant passer des étincelles à travers une épaisseur du gaz comprise entre deux sphères de métal. Si l'expérience a lieu dans un vase en verre dont on puisse épuiser l'air au moyen d'une pompe, on trouve que la force électromotrice nécessaire pour produire la décharge diminue quand la pression est réduite à 3^{mm} de mercure environ. Si l'on continue à fournir l'électricité, les étincelles deviennent de plus en plus petites et plus fréquentes, jusqu'à ce qu'enfin elles jaillissent comme un flux continu.

Néanmoins, si l'on prolonge encore l'épuisement jusqu'au vide le plus parfait que l'on puisse atteindre, la force électromotrice nécessaire pour produire une étincelle entre des électrodes écartées de $0^{m},006$ devient si grande que la décharge n'a pas lieu entre elles, mais passe à l'extérieur, autour du récipient, à travers une couche de $0^{m},20$ d'air à la pression atmosphérique.

Il semble donc qu'un vide parfait oppose, au passage de l'électricité, une résistance presque insurmontable. Une très petite quantité de gaz introduite dans l'espace vide le rend

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

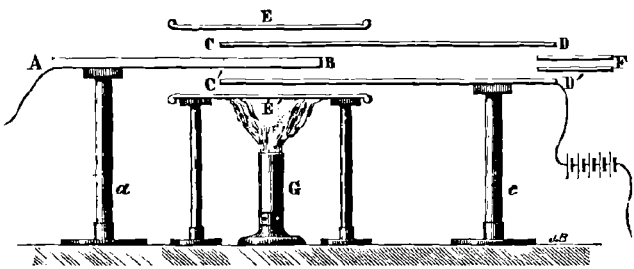
pourtant incapable de supporter la plus faible force électromotrice; mais la résistance électrique ne diminue pas proportionnellement à la densité de ce gaz, elle augmente, au contraire, avec cette densité, dès que la pression dépasse $0^m,01$ de mercure.

137. La résistance électrique de l'air diminue rapidement quand la température augmente : l'air chaud qui monte d'une flamme conduit librement l'électricité. La meilleure manière de décharger l'électricité de la surface d'un solide diélectrique consiste à le passer sur une flamme. Dans la plupart des expériences exécutées avec de l'air chaud, cet air est en mouvement; il faut donc que les expériences sur la conductibilité de l'air à différentes températures soient faites avec de l'air renfermé dans un vase clos et sans mouvement.

138. J'ai fait, pour déterminer les propriétés isolantes de l'air et d'autres gaz, l'expérience suivante :

Un tube de $0^m,013$ de diamètre CD (*fig.* 30) repose sur un

Fig. 30.



support isolant *c*; une tige BA de $0^m,006$ de diamètre est posée sur le support isolant *a*, de manière qu'il en pénètre environ $0^m,150$ dans le tube, en laissant, entre les parois, un espace annulaire de $0^m,003$ de diamètre environ. Le tube est relié à l'une des électrodes d'une batterie de 50 piles Leclanché, dont l'autre électrode est reliée à la terre. La tige est reliée à l'une des électrodes d'un électromètre à quadrant de Thomson, dont l'autre électrode est reliée à la terre. Le tube F, fixé de manière à ne pas toucher le tube CD, sert à faire passer un courant

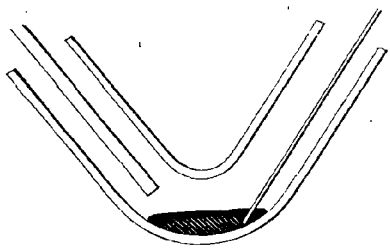
IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

de vapeur ou d'air chaud à travers CD. La partie du tube qui renferme la tige AB est contenue dans un troisième tube E, de laiton épais, et qui peut être chauffé par une flamme de gaz G, de manière à maintenir chauds le tube intérieur et sa tige, sans les exposer aux courants des produits de la combustion du brûleur.

La sensibilité de l'appareil a été démontrée par l'effet de la communication d'une petite charge au tube E; l'électromètre fut aussitôt dévié par l'induction entre le tube et la tige AB. La tige AB fut ensuite déchargée à la terre, de sorte que l'électromètre revînt au zéro, le tube restant à un potentiel plus élevé. S'il se produit alors une conduction quelconque, à travers l'air, entre le tube et la tige, elle sera indiquée par le galvanomètre; or, on ne put en observer aucune, même après un laps de temps d'un quart d'heure et en insufflant de la vapeur ou de l'air chaud à travers le tube. A la fin de l'expérience, le tube fut déchargé à la terre et l'on observa une déviation négative du galvanomètre, indiquant que le tube était resté chargé pendant toute l'expérience.

139. *Vapeurs de mercure et de sodium.* — On exécuta ensuite d'autres expériences en faisant bouillir du mercure et

Fig. 31.



du sodium dans un tube de verre recourbé, porté, par une batterie de 50 piles Leclanché, à un potentiel élevé. On plaça (*fig.* 31) un fil de cuivre épais sur un support isolant, de façon qu'il fût plongé dans la vapeur sans toucher le verre, bon conducteur à une température élevée : on prit le soin essentiel de ne pas laisser les produits de la combustion du brûleur de

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Bunsen venir au contact du fil, après avoir été électrisés par le tube chauffé.

On relia le fil à l'électromètre, mais sans pouvoir observer aucune trace de conduction de l'électricité, même quand le mercure bouillait fortement et que sa vapeur se condensait sur le fil; mais, dès qu'il s'en était condensé suffisamment pour en faire tomber une goutte à l'extrémité du fil, l'électromètre déviait, parce que cette goutte s'était chargée par l'induction du tube et que l'enlèvement de cette charge suffisait pour affecter l'électromètre. Ce fait ne démontre pas l'existence d'une conduction à travers la vapeur métallique : il indique seulement que l'appareil était dans un état d'électrisation tel que la moindre conduction y aurait produit une déviation sensible du galvanomètre.

Il est difficile de concilier ces expériences sur le pouvoir isolant du gaz chaud et des vapeurs avec le phénomène bien connu de la communication de l'électricité le long des courants de matières chaudes qui s'élèvent d'une flamme ou d'un métal porté au rouge : ce courant agit comme un puissant conducteur d'électricité, entre la flamme et les corps placés à 1 pied ou à 1^m au-dessus d'elle, où la température du courant ascendant est beaucoup plus basse que dans l'expérience précédente du tube et de la tige.

140. Toute la théorie des propriétés électriques des gaz est encore très imparfaite.

D'après la théorie cinétique des gaz, leurs molécules sont dans un état d'agitation telle qu'elles se heurtent continuellement, et la vitesse de cette agitation augmente avec la température. Il semble donc que la conduction électrique des gaz soit de même nature que la convection; à chaque rencontre de deux molécules, la totalité de leur charge se divise également entre elles, de sorte que cette agitation tendrait à égaliser les charges de toutes les molécules.

Mais nous ne pouvons que difficilement admettre une théorie de ce genre, parce que nous n'avons jamais pu constater aucune conduction de l'électricité à travers l'air, à la pression et aux températures ordinaires, sous une faible force électromotrice.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Toutes les fois qu'un corps dénué de pointes et d'arêtes vives et chargé d'un faible potentiel perd sa charge, on peut toujours attribuer cette perte à une conduction à travers le corps ou le long de l'appareil qui le supporte. Plus cet appareil est isolant, moins vite la charge se perd, de sorte qu'il est probable qu'un corps électrisé conserverait indéfiniment sa charge si on pouvait le supporter sur un appui parfaitement isolant, de sorte qu'il ne pût perdre sa charge que par conduction dans l'air.

Phénomènes électriques de la tourmaline.

141. Certains cristaux de tourmalines et d'autres minéraux possèdent ce que l'on appelle une *polarité électrique*.

Considérons un cristal de tourmaline à une température uniforme et sans aucune électrisation apparente à sa surface; élevons sa température en maintenant le cristal isolé. Nous constaterons que l'une de ses extrémités s'est électrisée positivement et l'autre négativement. Débarrassons la surface du cristal de son électrisation, au moyen d'une flamme ou autrement, puis élevons encore sa température : il réapparaîtra de l'électrisation de même espèce qu'auparavant; mais, si l'on refroidit le cristal, l'extrémité qui était positive à chaud deviendra négative.

On observe ces électrisations aux extrémités des axes de cristallisation : dans les cristaux terminés à une extrémité par une pyramide à six faces et à l'autre par un tétraèdre, la pyramide à six faces devient positive quand on chauffe le cristal.

Sir W. Thomson suppose que chacune des parties de ces cristaux hémièdres est douée d'une polarité électrique définie, dont l'intensité dépend de la température. Lorsque ce cristal est passé au travers d'une flamme, toutes les parties de sa surface s'électrisent au point de neutraliser, pour tous les points extérieurs, les effets de la polarité interne. Le cristal ne manifeste pas alors d'action électrique externe et de tendance à changer son mode d'électrisation, mais, si on le chauffe ou si on le refroidit, la polarisation intérieure de

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

chacune des particules du cristal est altérée et ne peut être plus longtemps équilibrée par l'électrisation superficielle, de sorte qu'il se produit une action extérieure résultante.

Il est probable qu'il existe, dans la tourmaline et dans les autres cristaux pyro-électriques, un état de polarisation électrique qui dépend de la température et n'exige pas, pour se manifester, l'action d'une force électromotrice extérieure. En effet, si l'intérieur d'un corps se trouvait dans un état de polarisation électrique permanent, l'extérieur de ce corps se chargerait graduellement, de manière à neutraliser l'action de l'électrisation intérieure pour tous les points extérieurs, et cette charge extérieure superficielle ne pourrait pas être constatée par les épreuves ordinaires, ni enlevée par aucune des méthodes habituelles de décharge de l'électrisation superficielle. La polarisation intérieure du corps ne serait, par conséquent, jamais découverte, à moins que l'on n'arrivât, par des moyens tels qu'une variation de température, à augmenter ou à diminuer cette polarisation. L'électrisation extérieure n'étant plus alors en état de neutraliser l'effet extérieur de la polarisation interne, on observerait, comme dans le cas de la tourmaline, une électrisation apparente.

La lueur électrique.

142. On démontre, par la théorie mathématique de l'électricité, que, si l'on place dans un milieu parfaitement isolant un corps électrisé présentant à sa surface une pointe conique aiguë, la densité superficielle de l'électricité augmentera sans limite pour les points de plus en plus proches de la pointe, de sorte qu'à la pointe même cette densité sera infinie, ainsi que la force électromotrice. Mais ce résultat suppose que l'air, ou le diélectrique environnant, soit doué d'un pouvoir isolant invincible, ce qui n'est pas; il en résulte que, dès que la force électromotrice atteint, à la pointe, une certaine limite, le pouvoir isolant de l'air cède, et qu'il s'y produit une décharge disruptive d'électricité.

Une petite partie de l'air, auprès de la pointe, devient ainsi électrisée, et le système électrisé se compose alors du conducteur métallique, de sa pointe et d'une masse arrondie d'air

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

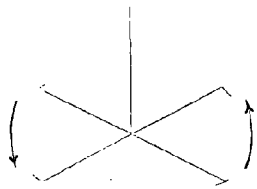
électrisé, qui recouvre la pointe et agit comme une sorte d'enveloppe, de sorte que la limite du système électrisé ne se termine plus en forme de pointe.

Le système électrisé, s'il était solide, conserverait sa charge, car la force électromotrice n'est plus assez élevée, en aucun point, pour produire une décharge disruptive; mais, à cause de la fluidité de l'air, et parce que la force électromotrice est maxima suivant la ligne de prolongement de la pointe, les particules d'air électrisées s'en écartent dans cette direction pour être remplacées à mesure par d'autres particules non électrisées autour de la pointe, qui, n'étant plus protégée par une couche d'air électrisé, laisse échapper une nouvelle décharge disruptive.

Il s'entretient ainsi un influx continu d'air non électrisé vers la pointe, d'où s'échappe une décharge lumineuse d'électricité appelée *gloire* ou *lueur électrique* (*electric glow*), et, dans la direction de l'axe du cône, un courant d'air électrisé appelé *vent électrique*. Nous pouvons affaiblir la lueur en réduisant l'afflux de l'air vers la pointe, et l'augmenter en renforçant cet afflux.

143. Le vent électrique, qui souffle de la pointe, peut faire tourner un petit moulin; si le conducteur est formé (*fig.* 32)

Fig. 32.



de deux fils croisés, recourbés en sens inverses à leurs extrémités, et supportés de manière à pouvoir tourner, la réaction du vent électrique fera tourner le système dans la direction indiquée par les flèches.

C'est seulement tout près de la pointe que le mouvement de l'air électrisé est influencé par son électrisation; à une faible distance, l'air électrisé se mélange à l'air environnant

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

et se trouve emporté par les courants ordinaires de l'atmosphère, comme un nuage électrique invisible.

On trouve, en calculant la force due à l'électrisation d'une grande masse d'air à une distance considérable des autres corps électrisés, qu'elle est incapable de produire, sur le mouvement de cette masse, aucun effet comparable à ceux des petites variations de densité ou des autres causes qui déterminent les mouvements de l'atmosphère.

C'est ainsi que les mouvements des nuages orageux sont dus presque entièrement aux courants atmosphériques et ne sont pas sensiblement affectés par leur électrisation.

144. *Constatation de l'air électrisé.* — Lorsque de l'air électrisé s'approche de la surface d'un conducteur, il y induit une électrisation opposée à la sienne et est attirée vers lui; mais les particules électrisées peuvent, à cause de la faiblesse de leur force électromotrice, rester longtemps dans le voisinage du conducteur, sans arriver à son contact et s'y décharger.

Pour constater la présence de cette atmosphère électrisée aux environs d'un conducteur, nous n'avons qu'à isoler le conducteur et à le relier à un électromètre. Si nous écartons, en soufflant, l'air électrisé de la surface du conducteur, l'électromètre indiquera l'électrisation du conducteur même, de signe opposé à celle de l'air électrisé. C'est ainsi que nous pouvons électriser l'air renfermé dans un cylindre de métal, en le maintenant, à la main, au-dessus d'une pointe électrisée. Si nous le plaçons alors sur un support isolé relié à l'électromètre, il restera au zéro jusqu'à ce que l'air électrisé ait été enlevé, par exemple en soufflant à travers le cylindre; l'électromètre indiquera alors une électrisation du cylindre opposée à celle de l'air électrisé que l'on vient d'enlever.

145. *Électricités positive et négative.* — La lueur se forme plus facilement dans l'air raréfié que dans l'air dense, et plus aisément quand la pointe est positive que lorsqu'elle est négative. Ce fait paraît, ainsi que d'autres différences entre les électricités positive et négative, dépendre d'un état analogue à une polarisation électrolytique dans la couche d'air en

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

contact avec l'électrode. Il semble que la force électromotrice nécessaire pour occasionner une décharge électrique soit un peu plus faible quand l'électrode d'où elle émane est négative, mais que la quantité d'électricité dégagée dans chaque décharge est plus grande quand cette électrode est positive.

146. *Décharge par une pointe placée sur un conducteur électrisé par induction.* — On peut employer une pointe fine, au lieu du plan d'épreuve, pour déterminer la nature de l'électrisation d'une partie quelconque de la surface d'un conducteur, lorsque l'électricité s'y trouve induite en présence d'un autre corps électrisé, On fixe, pour cela, la pointe sur le conducteur, de façon qu'elle se projette de quelques millimètres à sa surface; si la partie de la surface à laquelle elle est fixée est électrisée positivement, la pointe cède de l'électricité positive à l'air, le conducteur en perd et gagne de l'électricité négative. On peut s'en assurer, soit en enlevant ou en déchargeant l'inducteur et en vérifiant la nature de la charge du corps induit, soit en reliant le corps induit à l'électromètre, et en observant le changement du potentiel, à mesure que la pointe décharge son électricité.

On a constaté que certaines épines déchargent plus efficacement l'électricité que les aiguilles les plus pointues que l'on puisse se procurer.

Aigrettes électriques.

147. L'aigrette électrique est un phénomène que l'on peut produire en électrisant dans l'air une pointe mousse ou une petite sphère, de façon à déterminer un champ électrique dans lequel la tension diminue à mesure que la distance de la sphère augmente, mais pas aussi rapidement que dans le cas d'une pointe aiguë. L'aigrette consiste en une succession de décharges se ramifiant en divergeant de la sphère dans l'air et se terminant soit en chargeant une partie de l'air, soit en atteignant un autre conducteur. L'aigrette produit un son dont la hauteur dépend de l'intervalle entre les décharges successives : elle ne produit pas de courant d'air, comme dans le cas de la lueur.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

L'étincelle électrique.

148. Lorsque la tension, dans l'espace compris entre les deux électrodes, est considérable sur toute la longueur qui les sépare, comme dans le cas de deux sphères dont la distance n'est pas très grande relativement à leurs rayons, la décharge prend généralement la forme d'une étincelle par laquelle presque toute l'électrisation se décharge d'un coup.

Dans ce cas, lorsqu'une partie quelconque du diélectrique a cédé, la partie voisine, dans la direction de la force électrique, acquiert un état de tension plus élevée, de sorte qu'elle cède à son tour, et c'est ainsi que la décharge procède à travers le diélectrique.

Nous pouvons comparer cette rupture du diélectrique à ce qui se produit lorsque l'on fait une petite déchirure au bord d'une feuille de papier, et qu'on tire ensuite sur ce bord. Le papier se déchire, la rupture commençant à la déchirure initiale, mais en divergeant de temps en temps, suivant les lignes de moindre résistance du papier. L'étincelle électrique commence, de même, au point où la tension électrique surmonte d'abord la résistance du diélectrique, et procède, de ce point, suivant un trajet en apparence irrégulier, de manière à suivre d'autres lignes de faible résistance électrique, telles que des particules de poussière flottant dans l'air.

149. *Analyse spectrale.* — Le spectroscope a grandement facilité l'étude des phénomènes des décharges électriques lumineuses. On fait tomber la lumière de l'étincelle ou de la décharge sur la fente du collimateur du spectroscope, et on l'examine, au moyen d'une lunette, après sa décomposition par les prismes. La lumière, ainsi analysée, se montre composée d'un grand nombre de raies brillantes et de bandes, formant ce que l'on appelle un *spectre lumineux*. On trouve, en comparant des lumières de différentes sources, que ces raies brillantes peuvent être divisées en groupes, dus chacun à la présence d'une substance particulière dans le milieu à travers lequel a lieu la décharge.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

En employant la méthode inaugurée par M. Lockyer, dont le principe consiste à projeter une image de l'étincelle sur la fente au moyen d'une lentille, nous pouvons, en une seule observation, comparer les constituants des milieux rendus lumineux par la décharge diélectrique en différents points de sa trajectoire.

Auprès des électrodes, les raies sont principalement celles de leurs métaux. A mesure qu'on s'éloigne des électrodes, ces raies s'affaiblissent, deviennent plus minces, moins nombreuses, mais le spectre des gaz à travers lequel a lieu la décharge reste visible.

Quelques-unes des raies des métaux persistent plus longtemps que les autres, parce qu'elles peuvent se former dans des régions de l'étincelle où les autres raies ne sont plus visibles, à cause de la rareté de la vapeur métallique ou de la faiblesse de l'ébranlement électrique.

Il semble ainsi que la décharge électrique sépare une quantité de matière appréciable, même des métaux les plus durs, et en transporte les particules, à travers l'air, à une distance de plusieurs millimètres de la surface du métal. On voit aussi, par la comparaison des étincelles de différentes électrodes et à travers différents gaz, qu'aucune partie de la lumière n'est émise par une substance commune à tous les cas, mais que chaque raie est due à l'un ou l'autre des constituants chimiques en présence.

Il en résulte que ni le fluide électrique, s'il existe, ni aucun milieu éthéré, tel que celui que l'on suppose pénétrer toute la matière ordinaire, ne sont rendus lumineux pendant la décharge, car, s'il en était ainsi, leur spectre apparaîtrait dans toutes les décharges.

Courants uniformes.

150[a]. Dans le cas d'un courant entre deux conducteurs isolés, à des potentiels différents, le phénomène cesse bientôt, par l'égalisation des potentiels des deux corps; ce courant est donc essentiellement transitoire.

Mais nous disposons de moyens permettant de maintenir constante la différence du potentiel des conducteurs, auquel

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

cas le courant continuera de s'écouler avec une intensité constante, comme un courant uniforme.

Pile voltaïque.

La méthode la plus commode pour la production d'un courant uniforme consiste dans l'emploi de la pile voltaïque.

Nous décrirons, pour plus de clarté, la pile constante de Daniell.

On verse une dissolution de sulfate de zinc dans un vase poreux que l'on place dans un deuxième vase renfermant une dissolution saturée de sulfate de cuivre. On plonge, dans le sulfate de zinc, une lame de zinc, et dans le sulfate de cuivre une lame de cuivre : on soude des fils au zinc et au cuivre, au-dessus de la surface du liquide. Cette combinaison s'appelle un *élément* de pile Daniell. (*Voir* n° 193).

151*. *Force électromotrice.* — Si l'on isole l'élément, en le plaçant sur un support non conducteur, et que l'on mette le fil du cuivre en contact avec un conducteur isolé A et le fil du zinc avec un autre conducteur isolé B, de même métal que A, on peut démontrer, au moyen d'un électromètre sensible, que le potentiel de A est supérieur à celui de B : cette différence de potentiels est appelée la *force électromotrice* de l'élément Daniell.

Si l'on sépare de la pile les conducteurs A et B pour les relier ensuite par un fil, un courant transitoire passera de A en B et leurs potentiels s'égaliseront. On peut charger de nouveau A et B et recommencer l'opération tant que dure la pile; mais, si A et B sont reliés entre eux par un fil C, et en même temps à la pile, elle maintiendra un courant constant dans le fil C et une différence de potentiel constante entre A et B. Cette différence n'est pas, comme nous le verrons, égale à la totalité de la force électromotrice de la pile, car une partie de cette force est dépensée à maintenir le courant au travers de la pile même.

On appelle *pile* ou *batterie* voltaïque l'ensemble d'un certain nombre d'éléments disposés *en séries,* le zinc du premier

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

élément étant relié au cuivre du second, et ainsi de suite.

La force électromotrice d'une pareille batterie est la somme de celles des éléments qui la composent.

Si la batterie est isolée, on peut la charger d'électricité comme un tout; mais le potentiel de l'extrémité cuivre sera toujours supérieur à celui de l'extrémité zinc d'une quantité égale à la force électromotrice de la batterie, quelles que soient les valeurs absolues de ces potentiels.

Les éléments de la batterie peuvent être de constructions différentes, renfermer des substances chimiques et des métaux divers, pourvu qu'ils soient tels qu'il ne se produise pas d'actions chimiques quand le courant ne passe pas.

152*. *Production d'un courant uniforme.* — Considérons une pile voltaïque dont les extrémités soient isolées l'une de l'autre : l'extrémité *cuivre* sera électrisée *positivement,* ou chargée d'électricité vitrée; l'extrémité *zinc négativement,* ou d'électricité résineuse.

Relions maintenant les deux extrémités de la pile par un fil; il se produira un courant électrique qui ne tardera pas à atteindre une valeur constante. On dit alors que le courant est uniforme (*steady*).

Action magnétique des courants.

153*. Œrsted a découvert qu'un aimant placé près d'un courant électrique rectiligne tend à s'orienter perpendiculairement au plan passant par le courant et par l'aimant.

Imaginons un homme couché dans la direction du courant, de telle sorte que le courant qui va du cuivre au zinc, le traverse de la tête aux pieds, et qu'il ait, de plus, la figure tournée vers le centre de l'aimant; l'extrémité de l'aimant qui tend à se diriger vers le nord pointera, quand le courant passera, vers la droite de l'homme.

Nous voyons donc que le courant électrique exerce une action magnétique extérieure qui peut en indiquer la présence et l'intensité, sans qu'il faille, pour cela, rompre le circuit ni rien intercaler dans le courant même.

L'expérience a démontré que l'action magnétique est rigou-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

reusement proportionnelle à l'intensité du courant mesurée par le produit de l'électrolyse d'un voltamètre, et complètement indépendante de la nature du conducteur dans lequel passe le courant, qu'il soit un métal ou un électrolyte.

154*. On appelle *galvanomètre* un appareil qui indique la puissance des courants électriques d'après leurs effets magnétiques.

Les galvanomètres sont formés, en général, d'une ou de plusieurs hélices de fils métalliques recouverts de soie, à l'intérieur desquelles se trouve suspendu un aimant horizontal : lorsqu'un courant traverse ces fils, l'aimant tend à se placer perpendiculairement au plan des hélices. Si ce plan est parallèle à celui de l'équateur terrestre, et si le courant parcourt les hélices de l'est à l'ouest ou dans le sens du mouvement apparent du Soleil, l'aimant tendra à se placer avec sa magnétisation dirigée dans la même direction que celle de la terre considérée comme un grand aimant, le pôle nord de la terre étant l'analogue de l'extrémité de l'aiguille du compas qui pointe vers le sud.

Le galvanomètre est l'appareil qui convient le mieux pour mesurer la puissance des courants électriques : nous supposerons donc, pour l'étude des courants, la possibilité de construire un pareil instrument, et nous supposerons, lorsque nous dirons qu'un courant électrique est d'une force ou d'une intensité donnée, que sa mesure est effectuée par le galvanomètre.

Sur les systèmes de conducteurs linéaires.

155*. Tout conducteur peut être considéré comme linéaire s'il est disposé de manière que le courant doive toujours passer de la même manière entre deux portions de sa surface qu'on appelle ses *électrodes*.

On peut, par exemple, considérer comme un conducteur linéaire une masse métallique, de forme quelconque, dont la surface serait entièrement recouverte de matière isolante, excepté en deux points, par lesquels sa surface serait en contact métallique avec des électrodes parfaitement conductrices; car, si le courant pénètre par l'une de ces électrodes et sort

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

par l'autre, les lignes d'écoulement seront déterminées. De plus, la relation entre la force électromotrice, le courant et la résistance, sera exprimée par la loi de Ohm, car le courant sera, en tout point de la masse, une fonction linéaire de E; mais, s'il existe plus de deux électrodes possibles, le conducteur sera traversé par plusieurs courants indépendants.

Loi de Ohm.

156*. Si l'on désigne par E la force électromotrice de l'électrode A_1 vers l'électrode A_2, à travers un conducteur linéaire; par C l'intensité du courant, c'est-à-dire le nombre d'unités d'électricité qui traversent, par unité de temps, une section quelconque du conducteur, dans la direction A_1A_2, et par R la résistance du conducteur, la loi de Ohm s'exprime par la formule

$$E = CR. \tag{1}$$

La résistance d'un conducteur est définie par le rapport de la force électromotrice à l'intensité du courant qu'elle produit : l'introduction de ce terme n'aurait aucune valeur scientifique si Ohm n'avait démontré expérimentalement qu'il correspond à une quantité physique réelle, c'est-à-dire, qu'il possède une valeur définie, qui ne change qu'avec la nature du conducteur.

En premier lieu, la résistance d'un conducteur est donc indépendante de l'intensité du courant qui le traverse.

En second lieu, la résistance est indépendante du potentiel électrique auquel le conducteur est maintenu et de la densité de la distribution de l'électricité à la surface du conducteur.

Elle dépend entièrement de la nature de la matière du conducteur, de l'état d'agrégation de ses parties et de sa température.

La résistance d'un conducteur peut se mesurer à $\frac{1}{1000}$ ou même à $\frac{1}{100000}$ de sa valeur, et l'on a expérimenté un si grand nombre de conducteurs que nous pouvons attribuer à la loi de Ohm un haut degré de certitude [1].

---

[1] *Report of British Association*, 1876.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Conducteurs linéaires disposés en séries.

157*. Soient A_1, A_2 les électrodes du premier conducteur, et supposons que l'une des électrodes du second conducteur soit au contact de A_2, de sorte qu'il ait pour électrodes A_2 et A_3 : désignons par A_3, A_4 les électrodes du troisième conducteur.

Soient $E_{1,2}$, $E_{2,3}$, $E_{3,4}$, ... les forces électromotrices le long de ces conducteurs.

S'ils sont disposés en séries, de façon que le même courant C les traverse tous, on a, d'après la loi de Ohm,

$$(2) \qquad E_{1,2} = CR_{1,2}, \quad E_{2,3} = CR_{2,3}, \quad E_{3,4} = CR_{3,4}, \quad \ldots.$$

Si l'on désigne par E la force électromotrice résultante, et par R la résistance du système, on a, par la loi de Ohm,

$$(3) \qquad E = CR.$$

Or

$$(4) \qquad E = E_{1,2} + E_{2,3} + E_{3,4} + \ldots,$$

somme des forces électromotrices séparées,

$$E = C(R_{1,2} + R_{2,3} + R_{3,4}),$$

d'après les équations (2).

Comparant ce résultat avec l'équation (3), il vient

$$(5) \qquad R = R_{1,2} + R_{2,2} + R_{3,4},$$

c'est-à-dire que *la résistance d'une série de conducteurs est égale à la somme des résistances des conducteurs pris séparément.*

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Potentiel en un point de la série.

Soient

A et C les électrodes de la série;
B un point intermédiaire;
a, b, c les potentiels des points A, B, C;
R_1 la résistance de la partie AB;
R_2 celle de BC;
R celle de l'ensemble, de A en C.

Puisque

$$a - b = R_1 c, \quad b - c = R_2 c, \quad a - c = Rc,$$

le potentiel de B est donné par l'expression

$$(6) \qquad b = \frac{R_2 a + R_1 c}{R},$$

en fonction de ceux de A et de C.

Résistance d'un conducteur multiple.

158*. Soit un nombre quelconque de conducteurs ABZ, ACZ, ADZ, ... disposés côte à côte et aboutissant aux deux mêmes points A et Z; on dit alors qu'ils sont disposés en arc multiple ou en dérivation.

Désignons par

R_1, R_2, R_3, ... les résistances respectives de ces conducteurs;
C_1, C_2, C_3, ... les intensités de leurs courants;
R la résistance du conducteur multiple;
C le courant total.

Puisque les potentiels en A et en Z sont les mêmes pour tous les conducteurs, ils ont, à leurs extrémités, la même différence de potentiel, que nous pouvons désigner par E. Nous avons donc

$$E = C_1 R_1 = C_2 R_2 = C_3 R_3 = \ldots = CR;$$

mais

$$C = C_1 + C_2 + C_3 + \ldots,$$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

d'où

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} + \ldots \tag{7}$$

Ce qui s'énonce en disant que *la réciproque de la résistance d'un conducteur multiple est la somme des réciproques des résistances des conducteurs composants,* ou que *la conductibilité* $\left(\frac{1}{R}\right)$ *d'un conducteur multiple est égale à la somme des conductibilités des conducteurs qui le composent.*

Courant dans une branche quelconque d'un conducteur multiple.

Il résulte, des équations précédentes, que si l'on désigne par C_1 le courant dans une branche quelconque du conducteur multiple et par R_1 sa résistance, on a

$$C_1 = C\frac{R}{R_1}, \tag{8}$$

C étant le courant total, R la résistance du conducteur multiple, déterminée comme précédemment.

Kirchhoff a établi les conditions d'un système de conducteurs linéaires par la méthode suivante, d'où la considération du potentiel est exclue :

1° (Condition de continuité). En tout point du système, la somme de tous les courants qui se dirigent vers ce point est nulle.

2° Dans tout circuit complet, formé par des conducteurs, la somme des forces électromotrices, prises suivant le sens du circuit, est égale à la somme des produits des courants de chacun des conducteurs par sa résistance propre.

Résistance longitudinale des conducteurs de section uniforme.

159*. Soit ρ la résistance d'un cube d'une matière donnée à un courant parallèle à l'une de ses arêtes, de longueur unité : on donne à ρ le nom de *résistance spécifique de cette matière par unité de volume.*

Considérons un conducteur prismatique de cette même

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

matière, de longueur l et de section unité : il est équivalent à l cubes disposés en série ; sa résistance est donc égale à $l\rho$.

Un conducteur de longueur l et de section uniforme s équivaut à s des conducteurs précédents, disposés en arc multiple : sa résistance est donc

$$R = \frac{l\rho}{s}.$$

Connaissant la résistance d'un fil uniforme, nous pouvons déterminer la résistance spécifique de la matière qui le compose, si nous avons sa longueur et sa section.

On détermine très exactement la section des fils minces, d'après leur longueur, leur poids et leur densité. La détermination du poids spécifique est quelquefois difficile; dans ce cas, on emploie, comme *résistance spécifique par unité de poids,* celle du fil d'unités de longueur et de masse.

Si l'on désigne par r cette résistance, par l la longueur et par m la masse du fil, on a, pour sa résistance R,

$$R = \frac{l^2 r}{m}.$$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

CHAPITRE X.

PHÉNOMÈNES PRODUITS PAR L'ÉCOULEMENT D'UN COURANT ÉLECTRIQUE A TRAVERS UN MILIEU HOMOGÈNE.

PHÉNOMÈNES THERMO-ÉLECTRIQUES.

160. Seebeck découvrit, en 1822, que, si l'on forme un circuit de deux métaux différents dont les deux points de soudure sont maintenus à des températures différentes, il tend à s'établir, le long du circuit, un courant électrique.

Si les métaux sont du fer et du cuivre à une température inférieure à 280°, le courant s'écoule du cuivre vers le fer, à travers la soudure la plus chaude. Il existe donc, en général, dans le circuit, une force électromotrice agissant dans une direction définie, toutes les fois que les deux soudures sont à des températures différentes.

Dans un circuit formé par un nombre quelconque de métaux, tous à la même température, il ne peut y avoir de courant, parce que, s'il y en avait, on pourrait l'employer constamment à mouvoir une machine, ou à engendrer de la chaleur dans un conducteur, et cela, sans que l'on eût à fournir au système aucune énergie de l'extérieur, car, pour maintenir le système à une température constante, il ne faut rien faire qu'empêcher la chaleur d'y entrer ou d'en sortir.

Donc, à une température donnée, la force électromotrice, dans un circuit de trois métaux A, B, C, doit être nulle pour tout le circuit, de sorte que, si l'on désigne par a la force électromotrice de C en A, par b celle de C en B, et par x celle de B vers A, la force électromotrice totale, dans le circuit ABC, est donnée par l'expression

$$a - b - x = 0, \quad \text{d'où} \quad x = a - b,$$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

a et b étant déterminés par l'observation de la force électromotrice d'un troisième métal quelconque C vers les métaux A et B.

Nous pouvons exprimer ce fait, en disant que, si les quantités a et b sont les *potentiels* des métaux A et B par rapport à un troisième métal C, à la température donnée, le potentiel de A par rapport à B est égal à $a - b$. On étudiera au n° 182 la détermination des potentiels relatifs des métaux.

161. *Loi de Magnus.* — Magnus a démontré [1] qu'il ne se produit, dans un circuit formé d'un seul métal, aucun courant, quelles que soient les variations de la température et de la section du circuit conducteur.

Puisqu'il y a nécessairement, dans ce cas, conduction de la chaleur et, par conséquent, dissipation de l'énergie, nous ne pouvons considérer, comme dans le premier cas, ce résultat comme évident. Il se pourrait, par exemple, que la force électromotrice entre deux portions du circuit, à des températures données, dépendît de la longueur ou du mode de variation de la section de la partie intermédiaire du circuit.

En fait, les expériences de Le Roux et d'autres ont démontré que la loi de Magnus n'est pas applicable à un circuit dans lequel il se produit de brusques variations de température, comme au moment où l'on ferme le circuit par le contact d'un fil chaud avec un fil froid du même métal. Sans même aucune discontinuité physique dans le circuit, comme celle qui est impliquée dans le contact de deux parties séparées d'un fil, on peut produire une variation de température suffisamment brusque, en limant une partie d'une grosse tige (*fig.* 33)

Fig. 33.

jusqu'à la rendre relativement très mince. Si l'on place dans une flamme le point de jonction de ces deux parties, le fil

(1) *Pogg. Ann.*, 1851.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

mince s'échauffera plus vite que l'autre, tellement que la variation de température sera suffisante pour échapper à la loi de Magnus et que nous obtiendrons un courant dans un circuit d'un seul métal. Nous devons donc modifier comme il suit l'énoncé de la loi de Magnus :

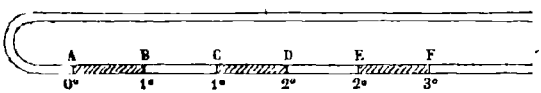
La force électromotrice d'un point d'un conducteur métallique homogène vers un autre ne dépend que de la température de ces points, à moins qu'il ne survienne, en un point quelconque du conducteur, une variation sensible de température, entre des points dont la distance est dans les limites des actions moléculaires.

Pouvoir thermo-électrique d'un métal à une température donnée.

162. Considérons un circuit linéaire formé alternativement de pièces de métaux différents, par exemple, de plomb et de fer. Nous prendrons pour métal type le plomb, et nous étudierons les propriétés du fer par rapport à lui.

Sur la *fig.* 34, les parties en fer sont ombrées. Supposons

Fig. 34.



que les températures des soudures soient celles qui sont indiquées sur la figure, dans laquelle les températures des extrémités de chaque pièce de fer diffèrent de 1°, tandis que celles des extrémités des barreaux de plomb sont égales.

La force électromotrice totale, dans le circuit, est la somme des forces électromotrices dues aux actions thermo-électriques des différentes paires de jonction.

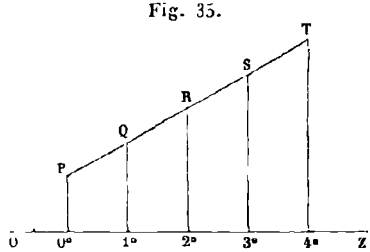
Si nous considérons les couples A et B, C et D, E et F, appartenant aux barreaux de fer, nous trouvons que les températures s'élèvent de 1° dans chaque barreau; mais, si nous considérons les paires de soudures B et C, D et E, appartenant aux barreaux de plomb, la température est uniforme dans chaque barreau, et il n'y existe, par conséquent, aucune

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

force électromotrice. Nous pouvons donc négliger les barreaux de plomb et considérer la force électromotrice due aux soudures A et F comme équivalente à la somme des forces électromotrices des trois couples de soudures AB, CD et EF.

Si donc on construit un diagramme, en prenant pour abscisses les températures (*fig.* 35), et tel que l'aire $0^\circ P\, 1^\circ Q$

Fig. 35.



représente la force électromotrice lorsque les soudures sont à 0° et 1°, et ainsi de suite, la force électromotrice, lorsque les soudures seront à des températures données, sera représentée par l'aire comprise entre l'axe OZ, les ordonnées correspondant à ces températures, et la ligne PQRST.

163. Les ordonnées $0^\circ P$, $1^\circ Q$, ... sont appelées les *pouvoirs thermo-électriques* du fer par rapport au plomb, à 0°, 1°, ...; elles sont positives quand, pour une faible différence de température, le courant va du plomb vers le fer, à travers la soudure chaude.

Nous pouvons aussi tracer, sur ce même diagramme, d'autres lignes, dont les ordonnées représenteront les puissances thermo-électriques des autres métaux par rapport au plomb, positives, et portées au-dessus de l'axe, quand, pour de faciles différences de température, le courant va du plomb vers ce métal par la soudure chaude. Ce tracé constitue un *diagramme thermo-électrique*, et nous pouvons en déduire la force électromotrice due à un couple quelconque de métaux, dont les soudures sont à une température donnée.

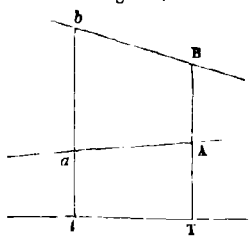
Soient, par exemple, aA (*fig.* 36) la ligne du métal A, bB celle du métal B, T et t les températures des soudures; la force électromotrice du circuit sera représentée par l'aire

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

AB*ba*A, et elle agira dans la direction indiquée, à savoir, du métal A au métal B, par la soudure chaude.

Si nous avions pris pour type un autre métal que le plomb, le diagramme aurait changé de forme, mais les surfaces se-

Fig. 36.



raient restées les mêmes, la figure aurait subi une déformation de cisaillement, dans laquelle les glissements s'opèrent suivant des lignes verticales.

Inversion thermo-électrique.

164. Cumming découvrit, en 1823, plusieurs cas dans lesquels l'ordre thermo-électrique de deux métaux, tel qu'on l'observe aux températures ordinaires, est interverti aux températures élevées. Les lignes correspondant à ces métaux sur le *diagramme* thermo-électrique doivent donc se couper à des températures intermédiaires, que l'on appelle *températures* ou points *neutres* de ces métaux.

Tait a récemment étudié ces lignes pour un grand nombre de métaux; il a reconnu qu'elles étaient, pour la plupart, presque des droites : les lignes du fer et du nickel présentent néanmoins des sinuosités considérables, de sorte qu'elles peuvent couper les droites des autres métaux en plusieurs points correspondant à des températures neutres différentes.

Effets thermiques des courants.

165. Il est facile de voir, en étendant le principe de la conservation de l'énergie au cas des courants thermo-électriques, que les courants électriques doivent être accompagnés d'effets thermiques.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Considérons ce qui se passe lorsqu'une unité d'électricité est transmise à travers une section quelconque du circuit. Le travail dépensé sur le courant électrique a pour mesure le produit de la force électromotrice par la quantité d'électricité transmise, et, puisque cette dernière est égale à l'unité, ce travail est numériquement égal à la force électromotrice et représenté par la surface AB*ba* du diagramme thermo-électrique.

Si on laisse le courant s'écouler sans autre résistance que celle du circuit, la totalité du travail sera transformée en chaleur; mais, si la résistance d'une partie quelconque du circuit, telle qu'un fil long et fin, surpasse de beaucoup celle du couple thermo-électrique, la chaleur engendrée dans cette partie du circuit surpassera aussi de beaucoup celle qui est engendrée dans le couple thermo-électrique lui-même.

Au lieu de laisser le courant électrique engendrer de la chaleur, nous pouvons l'employer à faire mouvoir une machine magnéto-électrique, et convertir ainsi en travail mécanique une proportion quelconque de l'énergie du courant.

Ainsi, pour chaque unité d'électricité transmise, les forces thermo-électriques accomplissent un certain travail sur le courant, et la seule source de ce travail est la chaleur du couple thermo-électrique. Nous en concluons, en vertu du principe de la conservation de l'énergie, qu'une quantité de chaleur dynamiquement équivalente à ce travail doit avoir disparu dans une partie quelconque du circuit.

166. *Effet de Peltier.* — Peltier a découvert, en 1834 [1], que, lorsqu'on fait passer un courant électrique d'un métal à un autre, de puissance thermo-électrique supérieure, leur jonction se refroidit, ou qu'il se manifeste, puisqu'il ne se produit pas de changement permanent dans les métaux, une disparition apparente de chaleur. Lorsqu'on renverse le sens du courant, la jonction s'échauffe, ce qui indique une production de chaleur.

Cet effet thermique du courant aux jonctions des métaux est tout à fait différent de la production ordinaire de la cha-

---

[1] *Annales de Chimie et de Physique*, 2e série, t. XLVI, p. 370.

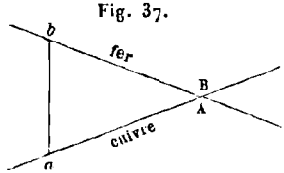
IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

leur par le courant, quand il surmonte la résistance d'un conducteur. Cette dernière, que l'on peut appeler, avec Thomson, la production *frictionnelle* de la chaleur, est la même, quel que soit le sens du courant, et varie proportionnellement au carré de son intensité; l'autre, que nous pouvons appeler l'*effet* ou le *phénomène de Peltier,* change de sens avec le courant et ne dépend que de son intensité.

167. *Effet de Thomson.* — Thomson a démontré (¹) qu'il doit se produire, dans certains métaux, outre l'effet de Peltier, d'autres effets thermiques *réversibles* du courant.

Le courant doit engendrer ou absorber de la chaleur lorsqu'il passe d'une partie plus chaude à une partie plus froide d'un même métal, ou d'une partie froide à une partie chaude. Par exemple, dans un couple thermo-électrique de cuivre et de fer (*fig.* 37) maintenu à l'une de ses jonctions AB à sa tem-

Fig. 37.



pérature neutre, d'environ 280°, et à une température plus basse à l'autre soudure *ab,* le courant thermo-électrique ira du cuivre au fer dans la jonction chaude AB et du fer au cuivre dans la jonction froide *ab.*

Or, l'effet de Peltier est nul à la soudure AB, parce qu'elle se trouve à la température neutre; il produit, au contraire, à la jonction froide *ab,* un dégagement de chaleur, parce que le courant y passe du métal de plus haute puissance thermo-électrique à l'autre; il en résulte que l'absorption de chaleur, qui doit exister pour rendre compte du travail effectué par le courant, doit se produire dans quelque autre partie du circuit, soit dans le cuivre où le courant passe du froid au chaud, soit dans le fer où il marche du chaud au froid, soit dans les deux métaux.

(¹) *Annales de Chimie et de Physique,* 3e série, t. XLIV, p. 105.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Thomson put prédire cet effet thermique du courant par un raisonnement analogue au précédent [1]; il vérifia ensuite cette prédiction par l'expérience et trouva que le fer inégalement chauffé était parcouru par des courants allant des parties chaudes aux parties froides et refroidissant le métal, tandis qu'un courant allant des parties froides aux parties chaudes échauffe le métal et qu'il se produit, dans le cuivre, des effets inverses. Nous désignerons ce phénomène thermique sous le nom d'*effet de Thomson*.

168. Thomson a démontré qu'il existe une analogie très étroite entre ces phénomènes thermo-électriques et ceux d'un fluide circulant à travers un tube formé de deux branches verticales reliées par deux branches horizontales; ce fluide, chauffé dans une partie du circuit et passant dans une partie plus froide du système, cédera de la chaleur, tandis qu'il en absorbera quand il passera des parties chaudes aux parties froides, les quantités de chaleur émises et absorbées dépendant de la chaleur spécifique du fluide.

D'après cette analogie, l'électricité positive ou vitrée transporte avec elle, dans le cuivre, de la chaleur, comme si elle était un fluide réel, mais, dans le fer, elle se comporte comme si sa chaleur spécifique était une quantité négative, ce qui serait impossible pour un fluide réel. Thomson exprime ce fait en disant que l'électricité négative ou résineuse transporte avec elle de la chaleur dans le fer. On ne peut donc considérer, sous ce rapport, aucune des deux électricités comme un fluide réel. Nous pouvons, en conséquence, adhérer aux conventions usuelles et dire, en parlant de l'électricité positive seulement, qu'elle se comporte, dans le cuivre, comme si sa chaleur spécifique était positive, et dans le fer comme si elle était négative.

169. M. Le Roux a trouvé, à la suite d'expériences très soignées sur l'effet de Thomson, que, dans le plomb, la chaleur spécifique de l'électricité est nulle ou très faible; le profes-

---

[1] *Philosophical Transactions*, 1846, p. 650.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

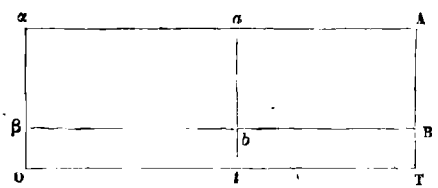
seur Tait a, en conséquence, adopté le plomb comme métal type dans les mesures thermo-électriques [1].

170. Nous pouvons définir, à la fois, les effets de Thomson et de Peltier en disant que, lorsqu'un courant électrique passe de points à une puissance thermo-électrique élevée à des points de moindre puissance, il se produit une absorption de chaleur, tandis qu'il engendre de la chaleur quand le courant marche en sens contraire, et cela, que la différence des puissances thermo-électriques des deux points provienne d'une différence de nature des métaux ou des températures d'un même métal.

171. La quantité de chaleur absorbée correspondant à un accroissement donné de puissance thermo-électrique doit dépendre de la température aussi bien que de la valeur de cet accroissement.

Considérons, en effet (*fig.* 38) un circuit formé de deux

Fig. 38.



métaux dont aucun ne présente l'effet de Thomson. Un pareil circuit sera représenté, sur un diagramme thermo-électrique, par le parallélogramme A*ab*B, à côtés horizontaux et verticaux. Si le courant marche dans la direction A*ab*B, de la chaleur est absorbée en BA et engendrée en *ab*, et il ne se produit pas d'effets thermiques réversibles. De plus, la chaleur absorbée en BA excède la chaleur engendrée en *ab* d'une quantité représentée par le parallélogramme BA*ab*. Si donc nous prolongeons A*a* et B*b*, et si nous traçons la ligne verticale *a*B, à une distance telle que la chaleur absorbée à la sou-

[1] *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. X, p. 243; 1867.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

dure AB soit représentée par le parallélogramme BAab, la chaleur engendrée à la soudure ab, inférieure, comme nous l'avons vu, de la quantité BAab, sera représentée par le parallélogramme $ab\beta\alpha$.

L'effet de Peltier est donc mesuré par le produit de l'accroissement de la puissance thermo-électrique, en passant du premier métal au second, par la température comptée à partir d'un point inférieur à toutes les températures observées. Il est de la forme $(\varphi_2 - \varphi_1)(t - t_1)$ quand le courant passe d'un métal de puissance électrothermique φ_1 à un métal de puissance φ_2, t représentant la température indiquée par le thermomètre et t_1 étant une constante dont la valeur ne peut être déterminée que par l'expérience.

172. Nous avons été guidés, jusqu'ici, par le principe de la conservation de l'énergie. On sait, d'autre part, que, d'après la seconde loi de la Thermodynamique, dans toute opération strictement réversible, dans laquelle de la chaleur est transformée en travail ou du travail en chaleur, la quantité de chaleur absorbée ou émise à la température la plus élevée est, à la chaleur émise ou absorbée à la température la plus basse, dans le rapport de la plus haute température à la plus basse, les deux températures étant comptées à partir du zéro absolu de l'échelle thermodynamique.

Il en résulte que la ligne $\alpha\beta$ doit être tracée dans la position correspondant au zéro absolu de l'échelle thermodynamique, et que l'expression de la chaleur absorbée peut s'écrire $(\varphi_2 - \varphi_1)\theta$, θ étant la température comptée à partir du zéro absolu.

Il est vrai que les opérations thermo-électriques ne sauraient être complètement réversibles, car la conduction de la chaleur, qui est irréversible, se produit toujours et ne saurait être évitée.

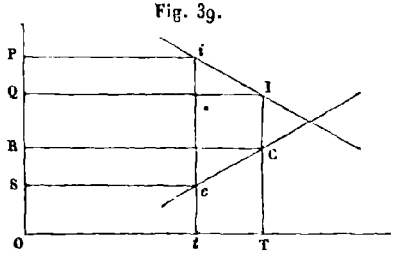
Nous devons donc considérer l'application de la seconde loi de la Thermodynamique à la partie réversible du phénomène comme une conjecture très probable, compatible avec d'autres parties de la théorie de la chaleur, et vérifiée approximativement par les mesures de Le Roux sur les effets de Thomson et de Peltier.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

173. *Interprétation complète des diagrammes.* — Nous pouvons maintenant exprimer tous les effets thermiques et électromoteurs en fonctions des surfaces du diagramme thermo-électrique.

Soient I*i* (*fig.* 39) la ligne d'un métal, le fer, C*c* celle du cuivre, T et *t* les températures inférieures et supérieures, O la position du zéro absolu. Supposons que le courant circule dans la direction CI*ic* jusqu'à ce qu'il y soit passé une unité

Fig. 39.



d'électricité; la chaleur absorbée à la soudure chaude sera alors représentée par l'aire CIQR : c'est l'effet de Peltier.

La chaleur absorbée sera représentée :

Dans le fer par..... I*i*PQ. (Effet de Thomson.)
Dans la soudure froide par... *ic*SP. (Effet de Peltier.)
Dans le cuivre par..... *c*CRS. (Effet de Thomson.)

La totalité de la chaleur absorbée est donc représentée par l'aire CI*i*PS*c*, et la chaleur engendrée par *ic*SP; la différence CI*cp* représente la chaleur absorbée comme résultat final de l'opération; cette chaleur est convertie en travail accompli sur le courant électrique.

174. *L'entropie en Thermodynamique.* — On appelle, en Thermodynamique, *entropie* (1) une quantité caractérisant

(1) Les nos 174, 180 sont, en grande partie, des répétitions des nos 167, 173, exprimés dans le langage de la doctrine de l'entropie. Le professeur Clerk Maxwell avait, probablement, l'intention de les insérer à la place des articles suivants, mais nous avons pensé qu'il valait mieux ne pas changer le manuscrit, et insérer simplement ici les articles séparés, comme représentant une méthode un peu différente d'application de la seconde loi de la Thermodynamique aux phénomènes thermo-électriques.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

un corps, de manière que son accroissement ou sa diminution implique un accroissement ou une diminution de la chaleur du corps.

La quantité de chaleur qui entre dans le corps, ou le quitte, est mesurée par le produit de l'accroissement ou de la diminution de l'entropie par la température à laquelle a lieu cette variation.

Nous avons évité, dans ce Traité, toute supposition que l'électricité est ou n'est pas une matière, et nous devons aussi éviter toute affirmation pouvant suggérer l'idée que l'électricité puisse recevoir ou émettre de la chaleur comme un corps.

Nous pouvons cependant, sans aucune hypothèse de ce genre, faire usage de l'idée d'entropie, introduite par Clausius et Rankine dans la théorie mécanique de la chaleur, et l'étendre à certains phénomènes thermo-électriques, en n'oubliant jamais que l'entropie n'est pas une réalité physique, mais un simple instrument de recherche scientifique, qui nous permet d'exprimer d'une façon claire et brève les conditions sous lesquelles la chaleur est émise ou absorbée.

175. *Entropie électrique.* — Lorsqu'un courant électrique passe d'un métal à un autre, de la chaleur est émise ou absorbée à la jonction des deux métaux : nous supposerons donc que l'entropie électrique diminue ou augmente quand l'électricité passe de l'un des métaux sur l'autre, cette entropie variant suivant la nature du milieu dans lequel se trouve l'électricité, sa température, sa tension, sa déformation, ... ; mais ce n'est que pendant le mouvement de l'électricité que les phénomènes thermo-électriques se produisent.

176. *Définition de l'entropie.* — On démontre, en Thermodynamique, que, dans toute opération thermique réversible, ce que l'on appelle l'*entropie* du système reste invariable (Maxwell, *Theory of heat*,, 5e édit. p. 190).

L'entropie d'un corps est une quantité qui, lorsque le corps reçoit ou émet une quantité de chaleur H, augmente ou diminue de $\frac{H}{\theta}$, θ étant la température indiquée sur l'échelle thermodynamique.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

L'entropie d'un système matériel est la somme des entropies de ses parties.

177. *Entropie électrique et pouvoir thermo-électrique.* — Les effets thermiques des courants électriques sont en partie réversibles et en partie irréversibles, mais les effets réversibles, tels que ceux de Peltier et de Thomson, sont toujours faibles en comparaison des effets non réversibles, tels que la production de la chaleur par le frottement et sa diffusion par conduction : nous ne pouvons donc pas étendre aux phénomènes thermo-électriques les démonstrations des théorèmes qui s'appliquent aux opérations thermiques complètement réversibles.

Mais nous avons, comme l'a fait remarquer Sir W. Thomson, tout lieu de penser que la partie réversible des effets thermo-électriques est soumise aux même lois que les autres phénomènes thermiques réversibles. Cette hypothèse n'a encore été démentie par aucune expérience, et l'on pourra la vérifier plus tard, par des expériences électriques et calorimétriques précises; pour le moment, on peut déduire très clairement les conséquences de cette hypothèse par une extension de l'entropie aux phénomènes électriques.

Le terme *entropie électrique*, que nous allons employer, correspond au *pouvoir thermo-électrique*, tel que l'a défini Sir W. Thomson, dans son cinquième *Mémoire sur la Théorie dynamique de la chaleur* (*Trans. R. S. E.*, 1er mai 1854, n° 140, p. 151).

Diagramme thermo-électrique.

178. La méthode la plus convenable, pour l'étude de la théorie des phénomènes électriques, consiste dans l'emploi d'un diagramme dans lequel la température et l'entropie électrique d'un métal sont représentées, à chaque instant, par les coordonnées horizontales et verticales d'un point du diagramme. Donc, si OC représente la température d'une certaine pièce de métal, comptée à partir du zéro de l'échelle thermodynamique, et CA l'entropie électrique correspondant à cette même pièce de métal, le point A représentera, par sa

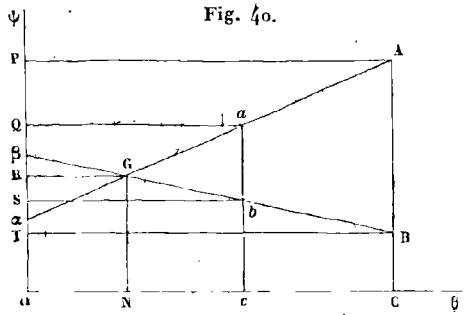
IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

position sur le diagramme, l'état thermo-électrique de la pièce de métal.

Nous pouvons déterminer de la même manière les points du diagramme correspondant au même métal avec d'autres conditions, ou à d'autres métaux.

Si, dans le trajet du courant, l'électricité passe d'un métal à un autre, ou d'une partie d'un métal à une autre, à une température différente, les différents points du circuit électrique seront représentés par des points correspondants du diagramme thermo-électrique; le trajet du courant se trouvera ainsi figuré par une ligne, ou trajectoire, sur le diagramme thermo-électrique (*fig.* 40). Lorsque le courant passe, dans

Fig. 40.



un métal A, d'un point à la température OC à un autre de température Oc, le trajet est figuré par la ligne Aa, dont les points représentent l'état du métal aux températures intermédiaires.

La forme de cette trajectoire dépend de la nature du métal et d'autres influences qui agissent sur elle, outre la température, telles que les déformations et les efforts moléculaires. Le professeur Tait a, néanmoins, trouvé que, pour la plupart des métaux, à l'exception du fer et du nickel, la courbe du diagramme thermo-électrique est une droite.

Lorsque le courant passe d'un métal A à un autre métal B, à la même température, la trajectoire est représentée par la droite verticale AB.

Le circuit traversé par le courant électrique sera donc représenté par un circuit sur le diagramme thermo-électrique.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

La chaleur engendrée par le passage d'une unité d'électricité le long du trajet Aa est représentée par l'aire AaQPA, limitée par le trajet Aa, l'ordonnée horizontale en a, la ligne des températures zéro et l'ordonnée horizontale en A ; si cette surface se trouve à droite de la trajectoire, elle représente de la chaleur engendrée ; si elle se trouve à gauche, elle représente de la chaleur absorbée.

179. *Chaleur spécifique de l'électricité.* — Si l'électricité était un fluide s'écoulant dans les conducteurs comme l'eau dans un tube, absorbant ou cédant toujours de la chaleur, jusqu'à ce que sa température soit devenue celle du conducteur, elle céderait de la chaleur en passant du chaud au froid, elle en absorberait en passant du froid au chaud, et la quantité de cette chaleur dépendrait de la chaleur spécifique du fluide.

Sur le diagramme, la chaleur spécifique du fluide en A serait représentée par la ligne αP, dans laquelle α est le point où la tangente à la trajectoire en A coupe la ligne de température zéro, et P l'intersection de cette ligne avec l'horizontale du point A.

La ligne A$a\alpha$ du diagramme est telle que l'entropie électrique augmente avec la température : c'est le cas du cuivre, de sorte que nous pouvons affirmer que la chaleur spécifique de l'électricité, dans le cuivre, est positive.

Dans d'autres métaux, comme le fer, l'entropie électrique diminue quand la température s'élève, ainsi que l'indique la ligne βbB ; la chaleur spécifique de l'électricité, dans ces métaux, est négative et se trouve représentée, en B, par βT.

180. Thomson, qui découvrit d'abord par la théorie, puis vérifia par l'expérience, l'effet thermique d'un courant électrique dans un métal inégalement chauffé, exprime ce fait en disant que l'électricité vitrée porte avec elle de la chaleur dans le cuivre, tandis que c'est l'électricité résineuse qui en transporte avec elle dans le fer.

Nous devons, néanmoins, nous rappeler que ces expressions ne signifient pas, dans la pensée de Thomson, et ne doivent pas être comprises comme signifiant que l'électricité positive ou négative est un fluide pouvant être chauffé ou refroidi et

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

doué d'une chaleur spécifique réelle. Puisque ces expressions ne font qu'indiquer des analogies, nous nous tiendrons à la convention ordinaire, d'après laquelle l'électricité vitrée est considérée comme positive, et nous dirons que la chaleur spécifique de l'électricité est positive dans le cuivre, mais négative dans le fer.

Le fait évident, qu'aucun fluide réel ne peut avoir une chaleur spécifique négative, ne doit pas nous inquiéter, car nous n'affirmons pas que l'électricité soit un fluide réel.

181. *Interprétation complète du diagramme.* — Considérons maintenant un circuit formé de deux conducteurs linéaires, de métaux A et B, dont les soudures sont maintenues à des températures différentes, représentées sur le diagramme par OC et O*c*. Ce circuit électrique sera représenté par le tracé A*ab*BA.

Si le courant marche dans la direction A*ab*B, jusqu'à ce qu'il ait transmis une unité d'électricité, il se manifestera les effets thermiques suivants :

1° Dans le métal A, il s'engendrera de la chaleur à mesure que l'électricité s'écoulera de la jonction froide à la jonction chaude; cette chaleur est représentée par l'aire A*a*QPA.

2° A la jonction froide, où l'électricité passe du métal A au métal B, il se produira de la chaleur représentée par l'aire *ab*SQ*a*.

3° Dans le métal B, il se produira de la chaleur à mesure que l'électricité s'écoulera de la jonction chaude à la jonction froide. Cette chaleur est représentée par l'aire *b*BTS*b*.

4° A la jonction chaude, où l'électricité passe du métal B au métal A, il y aura absorption d'une quantité de chaleur représentée par l'aire BATPB. L'inversion de l'ordre des lettres indique que cette surface doit être prise négativement.

La quantité totale de chaleur engendrée est donc représentée par la surface A*ab*BTPA, et la chaleur absorbée par BAPTB; l'effet total est donc une absorption de chaleur représentée par l'aire A*ab*BA.

L'énergie correspondant à cette chaleur ne peut se perdre : elle est transformée en travail électrique dépensé sur le cou-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

rant par une force électromotrice agissant dans sa direction. Puisque l'on suppose que le courant transmet une quantité d'électricité égale à l'unité, l'énergie, qui est le produit de la force électromotrice par la quantité d'électricité, doit être numériquement égale à cette force même.

La force électromotrice est donc représentée par l'aire A*ab*BA et agit dans la direction représentée par l'ordre des lettres, c'est-à-dire :

Chaleur, métal A, froid, métal B, chaleur.

Cette force électromotrice produira, si la résistance du circuit est finie, un courant réel [1]; c'est par la manifestation de ces courants que les propriétés thermo-électriques des courants métalliques furent découvertes pour la première fois par Seebeck, en 1822.

182. *Détermination de la force électromotrice en un point d'un circuit; méthode de Thomson.* — Les effets électriques dus à la chaleur furent découverts avant les effets thermiques dus au courant électrique, mais l'application des effets thermiques des courants à la détermination des forces électromotrices agissant le long de différentes portions du circuit est due à Sir W. Thomson [2].

Il est manifeste que, dans un circuit hétérogène, nous ne pouvons déterminer la force électromotrice agissant du point A au point B, en réunissant simplement ces deux points, par des fils, aux électrodes d'un galvanomètre ou d'un électromètre, car nous ne connaissons pas la force électromotrice aux jonctions de ces fils avec la matière du circuit, en A et en B.

Faisons passer de A en B un courant d'intensité connue, engendrant de la chaleur H dans cette partie du circuit, sans qu'il se produise, dans la matière comprise entre A et B,

---

(1) L'énergie dépensée à la production du courant sera, si elle n'est pas autrement employée, finalement convertie en chaleur par la résistance frictionnelle des métaux. La chaleur produite par cette action irréversible doit être distinguée des effets de Thomson et de Peltier; elle est représentée sur le diagramme thermo-électrique, par l'aire AB*ba*A.

(2) *Trans. R. S. Edinb.*, 1854.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

aucun effet permanent, chimique, magnétique ou autre; nous savons que, si l'on désigne par Q la quantité totale d'électricité transmise de A en B, et par E la force électromotrice dans la direction BA, que le courant doit surmonter, le travail accompli par le courant est égal à QE. Si donc on désigne la quantité de chaleur engendrée dans la portion AB par H, exprimée en mesures dynamiques, nous devons avoir l'équation

$$QE = H,$$

et pouvoir, puisque Q et H peuvent être mesurés, déterminer la force électromotrice E qui agit contre le courant.

Lorsque la force électromotrice agit dans la même direction que le courant, la quantité de chaleur engendrée est négative, ou, en d'autres termes, il y a absorption de chaleur.

Dans ces recherches, nous devons nous rappeler que E représente la force électromotrice *totale* agissant contre le courant; or, une partie de cette force provient de la résistance électrique du conducteur, et agit toujours contre le courant; elle est, d'après la loi de Ohm, proportionnelle au courant.

L'autre partie de la force électromotrice agit dans une direction définie AB ou BA, et ne dépend pas de la direction du courant; c'est, en général, cette partie de la force électromotrice totale que l'on prend pour la force électromotrice de A vers B.

Il est facile d'éliminer la partie due à la résistance, en faisant deux expériences dans lesquelles on fait passer deux courants d'égale intensité, de A vers B, puis de B vers A; l'excès de la chaleur engendrée dans le premier cas sur celle du premier, par unité d'électricité transmise, est numériquement égal au double de la force électromotrice de A vers B.

183. *Siège de la force électromotrice.* — La force électromotrice totale, suivant un circuit, se mesure facilement en le rompant en un point où il est homogène et en déterminant la différence de potentiel aux deux extrémités. On peut le faire au moyen de l'une des méthodes ordinaires de détermination de la force électromotrice, ou différence de potentiels, parce que, dans ce cas, les deux extrémités sont de même substance et à une même température. Nous ne pouvons pas, au

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

contraire, déterminer, par cette méthode, la proportion de cette force électromotrice qui a son siège dans une partie donnée du circuit, par exemple entre A et B, lorsque A et B sont des substances différentes, ou à des températures inégales.

La seule méthode par laquelle nous puissions déterminer le siège de la force électromotrice consiste à mesurer les quantités de chaleur dégagées ou absorbées pendant la transmission d'une unité d'électricité de A en B.

L'électrolyse.

184. *Force électromotrice entre un métal et un électrolyte.* — Dans les cas considérés jusqu'ici, le seul effet permanent du courant a été la production ou l'absorption de la chaleur, car les métaux ne sont pas altérés par le passage d'un courant continu d'électricité; mais, quand le courant passe d'un métal dans un électrolyte, il se produit des changements chimiques, dont nous devons tenir compte aussi bien que des effets thermiques, en appliquant le principe de la conservation de l'énergie.

Nous considérerons le courant comme s'écoulant à travers un électrolyte de l'anode au cathode.

Le phénomène fondamental de l'électrolyse est la mise en liberté des constituants, ou ions, de l'électrolyte, l'anion à l'anode, le cation au cathode; c'est le seul effet purement électrolytique : les autres phénomènes dépendent de la nature des ions, des électrodes et de l'électrolyte, et se produisent suivant des lois physiques ou chimiques apparemment indépendantes du courant électrique.

C'est ainsi que l'ion, une fois dégagé à l'électrode, peut se comporter de différentes manières, suivant les conditions dans lesquelles il se trouve.

Il peut se présenter dans un état tel qu'il n'agisse ni sur l'électrode, ni sur l'électrolyte, comme lorsqu'il est constitué par un gaz qui s'échappe en bulles ou par une substance insoluble dans l'électrolyte qui est précipité.

Il peut former un dépôt à la surface de l'électrode, comme l'hydrogène sur le platine, et y adhérer à divers degrés de

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

ténacité, depuis la simple juxtaposition jusqu'à la combinaison chimique.

S'il est soluble dans l'électrolyte, il s'y diffusera, suivant les lois ordinaires de la diffusion, avec une rapidité indépendante, autant que nous le savons, de l'existence du courant électrique; car c'est seulement lorsqu'ils sont combinés, et non pas en simple dissolution, que le courant produit le transfert électrolytique des ions. Ainsi, quand l'ion est constitué par de l'hydrogène, une partie peut s'échapper en bulles, une partie se condenser sur l'électrode, le reste être absorbé par l'électrolyte, sans combinaison, et le traverser par la diffusion ordinaire.

185. *L'électrolyse.* — L'ion dégagé peut aussi agir chimiquement sur l'électrode ou sur l'électrolyte : les résultats de cette action sont appelés *produits secondaires de l'électrolyse;* ils restent à la surface des électrodes, ou se diffusent dans l'électrolyte. Ainsi, lorsqu'un courant traverse d'abord une solution de sulfate de soude, entre des électrodes de platine, puis de l'acide sulfurique, il se dégage des quantités égales d'oxygène aux anodes des deux électrolytes, et, aux cathodes, des volumes d'hydrogène égaux, chacun, au double des volumes d'oxygène.

Mais si l'électrolyse a lieu dans des récipients convenables, tels que des tubes en U ou des vases à diaphragmes poreux, de sorte que la substance environnant chaque électrode puisse être examinée, on voit qu'il se présente, à l'anode du sulfate de soude, un équivalent d'acide sulfurique en même temps qu'un d'oxygène, et, au cathode, un équivalent de soude en même temps que deux d'hydrogène.

Il semble, tout d'abord, que, suivant l'ancienne théorie des sels, le sulfate de soude ait été électrolysé en ses constituants, acide sulfurique et soude, tandis que l'eau de dissolution s'électrolyse, en même temps, en oxygène et en hydrogène. Mais cette explication supposerait que le même courant, qui électrolyse $1^{éq}$ d'eau en passant à travers l'acide sulfurique étendu, électrolyse, en traversant une dissolution de sulfate de soude, $2^{éq}$ ($1^{éq}$ de soude et $1^{éq}$ d'eau), ce qui serait contraire à la loi des équivalents électrochimiques. Or, si nous supposons

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

que les composants du sulfate de soude soient, non pas SO^3 et Na^2O, mais SO^4 et Na^2, non pas l'acide sulfurique et la soude, mais le sulphion et le sodium, on voit qu'il dégage, vers l'anode, 1éq de sulphion; mais cet équivalent, incapable d'exister à l'état libre, se décompose en 1éq d'anhydride sulfurique et 1éq d'oxygène. En même temps 2éq de sodium se dégagent au cathode et décomposent ensuite l'eau de la dissolution, en formant 2éq de soude (NaO.HO) et 2 d'hydrogène.

Dans l'acide sulfurique dilué, les gaz réunis aux électrodes sont les constituants de l'eau, à savoir : 1vol d'oxygène et 2vol d'hydrogène; il se produit aussi une augmentation d'acide sulfurique à l'anode, mais moindre qu'un équivalent.

186. *Chaleur produite ou absorbée à l'anode et au cathode.* — Il résulte, de ces considérations, que, pour déterminer la force électromotrice agissant d'un métal à un électrolyte, nous devons tenir compte de l'ensemble des effets permanents du passage d'une unité d'électricité du métal à l'électrolyte.

C'est ainsi que, si l'électrolyte est du sulfate de zinc, avec des électrodes de zinc, il se dégage une certaine quantité de chaleur à l'anode, pour chaque unité d'électricité, en même temps que 1éq de zinc se combine avec 1éq de sulphion, pour former du sulfate de zinc. Or, la quantité de chaleur engendrée quand 1éq de zinc se combine à l'oxygène est connue, d'après les expériences d'Andrews et autres, ainsi que celle que produit la combinaison de 1éq d'oxyde de zinc avec l'acide sulfurique se dissolvant dans l'eau pour former une dissolution de sulfate de zinc de même force que celle qui environne l'électrode.

La somme de ces quantités de chaleur, que nous désignerons par H, est équivalente au travail total accompli par l'action chimique à l'anode, qui est, par conséquent, égal à JH, J représentant l'équivalent mécanique de la chaleur de Joule. Soient h la quantité de chaleur engendrée à l'anode, pendant le passage d'une unité d'électricité; E la force électromotrice agissant du zinc à l'électrolyte, c'est-à-dire, dans la direction du courant; le travail dépensé à produire de la chaleur est égal à Jh, et le travail dépensé à produire le courant est égal à

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

E, de sorte que l'équation de l'énergie est

$$JH = Jh + E,$$

d'où

$$E = J(H - h).$$

On connaît très exactement H, mais il est difficile de mesurer la chaleur h, engendrée à l'électrode, parce que l'électrode doit être en contact avec l'électrolyte, et qu'il se transmet, par conséquent, par conduction et par convection à travers l'électrolyte, une quantité de chaleur considérable et indéterminée.

La seule méthode qui paraisse pouvoir réussir consiste à comparer la température constante à une certaine distance de l'électrode avec la température, en ce même point, après avoir remplacé l'électrode par un fil fin de résistance connue, dans lequel on fait passer un courant donné, de manière à produire de la chaleur à un taux donné. Si les températures sont égales dans les deux cas, nous pouvons en conclure que la chaleur se dégage avec la même intensité du fil et de l'électrode de zinc. Mais, si le courant est fort, une grande partie de la chaleur engendrée sera due au travail dépensé, par le courant, à surmonter la résistance ordinaire de l'électrode et de l'électrolyte. Comme l'électrode est, en général, constituée par un métal de résistance très faible par rapport à l'électrolyte, cette production frictionnelle de la chaleur aura lieu principalement dans l'électrolyte.

On peut rendre, il est vrai, cette génération frictionnelle de la chaleur très petite par rapport à la partie réversible, en diminuant l'intensité du courant, mais alors la production de la chaleur devient si faible, qu'il est difficile de la mesurer, en présence des perturbations thermiques inévitables, telles que celles qui proviennent des variations de la température de l'air.

Les recherches expérimentales présentent donc des difficultés très considérables, et j'ignore si l'on a jamais pu mesurer, même approximativement, la force électromotrice d'un métal vers un électrolyte [1]. Néanmoins, si nous représentons par A et B les forces électromotrices des métaux A et B

[1] *Voir* le n° 192 et sa note.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

vers l'électrolyte C, et par a et b leurs pouvoirs thermo-électriques à la température θ, la force électromotrice de A vers B, à leur jonction, sera égale à $(b - a)\theta$.

La force électromotrice totale dans le circuit, suivant la direction ABC, est égale à

$$(b - a)\theta + B - A.$$

Sur la conservation de l'énergie dans l'électrolyse.

187. Considérons un courant électrique traversant un circuit formé, en partie de métaux, en partie d'électrolytes disposés en séries.

Pendant le passage d'une unité d'électricité à travers une section quelconque du circuit, il s'électrolyse un équivalent électrochimique de chacun des électrolytes; il correspond donc une quantité définie d'action chimique au passage d'une quantité donnée d'électricité dans le circuit.

L'énergie équivalente à une opération chimique quelconque peut se mesurer directement ou indirectement.

Lorsque l'opération est telle qu'elle se continuerait d'elle-même, et si le seul effet extérieur au système consiste à céder la chaleur engendrée pendant l'opération, l'énergie intrinsèque du système doit diminuer, pendant l'opération, d'une quantité équivalente à la chaleur cédée.

Si un système matériel, composé de quantités définies de substances chimiques, peut exister dans différents états, et s'il ne passe pas, de lui-même, de l'un de ces états (A) à un autre (B), nous pouvons encore déterminer l'énergie relative de l'état (A) par rapport à (B), pourvu que l'on puisse faire passer le système des états (A) et (B) à un troisième état (C), que nous supposerons être celui dans lequel toutes les énergies de combinaison du système ont été épuisées.

C'est ainsi que, si les substances du système sont de l'oxygène, de l'hydrogène et du carbone, et si les états (A) et (B) consistent en deux hydrocarbures différents, avec du carbone et de l'hydrogène en liberté, nous ne pouvons, en général, transformer l'état (A) en l'état (B), mais nous pouvons faire passer (A) ou (B) à l'état (C), dans lequel tout l'hydrogène

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

est combiné avec l'oxygène en eau, et tout le carbone en acide carbonique. On peut ainsi déterminer, par des mesures de chaleur, l'énergie de l'état (A) relativement à l'état (B).

188. *Expériences de Joule.* — Joule a démontré expérimentalement que la chaleur développée dans l'ensemble du circuit électrique est la même pour une même quantité d'action chimique, quelle que soit la résistance du circuit, pourvu que le système ne dépense d'énergie sous aucune autre forme que la chaleur.

Ainsi, dans une pile dont les électrodes sont reliées par un fil épais et court, l'intensité du courant est très considérable, et la chaleur est engendrée principalement dans la pile, très peu dans le fil. Si le fil est long et fin, la chaleur qui s'y développe est, au contraire, beaucoup plus considérable que celle de la pile; mais on trouve, si l'on tient compte de la chaleur engendrée dans le fil et dans la pile, que la chaleur totale engendrée par chaque gramme de zinc dissous est la même dans les deux cas.

189. *Perte de chaleur correspondant au travail externe du courant.* — Or, si le circuit renferme un élément dans lequel l'acide sulfurique dilué est électrolysé en oxygène et en hydrogène, la chaleur engendrée dans le circuit, par gramme de zinc dissous, est moindre qu'auparavant, de la quantité de chaleur qui serait engendrée si l'oxygène et l'hydrogène dégagés dans l'élément électrolysé se combinaient.

De même, si le circuit renferme une machine électromagnétique employée à produire du travail, la chaleur engendrée dans le circuit est moindre que celle qui correspond au zinc consommé, d'une quantité égale à celle qui serait engendrée si la totalité du travail accompli par la machine se trouvait dépensée en frottements.

190. *Force électromotrice des appareils électrochimiques.* — Si la disposition est telle que la grandeur de l'action chimique dépend essentiellement de la quantité d'électricité transmise, nous pouvons déterminer la force électromotrice du circuit par la méthode suivante, indiquée, pour la première fois, par Thomson (*Phil. Mag.*, 1851).

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Supposons que nous rendions la résistance du circuit si grande que l'on puisse négliger la chaleur engendrée par le courant dans les électrolytes. Soit E la force électromotrice du circuit. Le travail dépensé pour faire passer une unité d'électricité dans le circuit est alors numériquement égal à E. Mais, pendant cette opération, un équivalent électrochimique de l'électrolyte subit l'action chimique qui s'accomplit dans la pile; donc, si l'énergie dépensée pendant cette opération est entièrement consacrée à maintenir le courant, la valeur dynamique de cette action doit être numériquement égale à E, force électromotrice du circuit, ou, suivant l'expression de Thomson,

La force électromotrice d'un appareil électrochimique est, en mesure absolue, égale à l'équivalent mécanique de l'action chimique sur un équivalent électrochimique de la substance (1).

Exemples.

191. Si l'action de la pile consiste, en partie, en une opération réversible, telle que :

1° La production frictionnelle de la chaleur par la résistance de l'électrolyte;

2° Diffusion des produits primaires et secondaires de l'électrolyse à travers l'électrolyte;

3° Toute autre action qui n'est pas renversée lorsqu'on renverse la direction du courant;

Il se produira une certaine dissipation de l'énergie et la force électromotrice du circuit sera moindre que la perte d'énergie intrinsèque correspondant à l'électrolyse d'un équivalent électrochimique.

C'est des opérations strictement réversibles seulement qu'il faut tenir compte, en calculant la force électromotrice du circuit.

---

(1) Ou, sous une autre forme, *la force électromotrice est l'équivalent de l'action chimique correspondant au passage de l'unité de courant ou produite par la dissolution d'un équivalent électrochimique du métal attaqué.*

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

192. Il est donc toujours possible de déterminer la force électromotrice totale dans un circuit électrochimique, mais, si l'on veut déterminer les points précis du circuit où s'exercent les différentes parties de cette force, cette détermination est beaucoup plus difficile que dans le cas d'un circuit purement métallique.

En effet, l'action chimique, à la jonction d'un métal et d'un électrolyte, est, en général, d'une espèce telle qu'elle ne peut pas se produire d'elle-même, c'est-à-dire, sans une action équivalente à celle qui a lieu à l'autre électrode. Ainsi, lorsqu'un courant passe, entre des électrodes d'argent, à travers du chlorure d'argent fondu, il se dégage, à l'anode, du chlore qui agit immédiatement sur l'électrode et forme du chlorure d'argent, et il se dépose du chlorure d'argent sur le cathode.

Or, nous connaissons la quantité de chaleur dégagée quand 1^{éq} de chlore libre se combine avec 1^{éq} d'argent, et cette chaleur est équivalente à l'énergie qu'il faut dépenser pour électrolyser le chlorure d'argent en chlore et en argent libres, mais l'opération qui se produit à l'anode est la combinaison de l'argent, non pas avec le chlore libre, mais avec le chlore en train de s'électrolyser du chlorure d'argent ([1]).

([1]) La Note suivante est un extrait d'une lettre du professeur Maxwell sur le potentiel, publiée par l'*Electrician* du 26 avril 1879.

Dans un circuit voltaïque, la somme des forces électromotrices du zinc à l'électrolyte, de l'électrolyte au cuivre et du cuivre au zinc, n'est pas nulle, mais une quantité mesurable, que l'on appelle la *force électromotrice* du circuit. De ces trois forces électromotrices, une seule, celle du cuivre au zinc, peut être mesurée par un procédé rationnel.

Or on trouve, par des expériences thermo-électriques, que cette force électromotrice est excessivement faible aux températures ordinaires (moindre qu'un microvolt) et qu'elle agit du cuivre au zinc.

Donc l'affirmation, déduite d'expériences dans lesquelles l'air constitue le troisième milieu, que la force électromotrice du cuivre au zinc est de 0,75, ne saurait être exacte : en fait, ce que l'on mesure réellement, c'est la différence entre le potentiel de l'air près de la surface du cuivre et près du zinc, le zinc et le cuivre étant au contact. Le nombre 0,75 représente donc la force électromotrice du circuit cuivre-zinc, air et cuivre; il est, en volts, la somme de trois forces électromotrices, dont on n'a encore pu mesurer qu'une seule.

M. Brown a démontré (*Phil. Mag.*, août 1878, p. 142), par la méthode

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Sur les éléments voltaïques constants.

193. Lorsqu'on exécute une série d'expériences avec une pile voltaïque dans laquelle il se produit une polarisation, la polarisation diminue quand le courant cesse, de sorte qu'il se trouve, quand on le fait passer de nouveau, plus fort au commencement que quelque temps après. Si, d'autre part, on diminue la résistance du courant, en le laissant s'écouler en partie par une courte dérivation, le courant se trouve, quand on le fait passer de nouveau par le circuit primitif, d'abord plus faible qu'à l'état normal, à cause de la grande polarisation produite par l'emploi de la dérivation.

Il faut, pour éviter ces irrégularités du courant, très fâcheuses dans les expériences exactes, se débarrasser de la polarisation, ou du moins, la réduire le plus possible.

Il ne semble pas qu'il se produise une grande polarisation à la surface du zinc, lorsqu'on l'immerge dans une dissolution de sulfate de zinc ou d'acide sulfurique étendue. Le siège prin-

---

de l'anneau divisé de Sir W. Thomson, que, tandis que le cuivre est négatif par rapport au fer dans l'air, il lui est négatif dans l'hydrogène sulfuré.

Il semblerait donc que la raison pour laquelle les résultats de la comparaison des métaux, par les manifestations ordinaires de leur force de contact, s'harmonisent si bien avec la comparaison par leur immersion dans l'eau ou dans un électrolyte oxydant, ne tient pas à la petitesse de la force électromotrice entre les métaux, les gaz et les électrolytes, mais à ce que les propriétés de l'air concordent, jusqu'à un certain point, avec celles des électrolytes oxydants; car, si le composant actif de l'électrolyte est le soufre, les résultats sont tout différents, et les mêmes espèces de différences se reproduisent quand on remplace l'air par de l'hydrogène sulfuré.

Nous connaissons si peu la nature des ions, tels qu'ils existent dans les électrolytes, que, même si nous pouvions mesurer la quantité de chaleur engendrée ou absorbée quand une unité d'électricité passe d'un métal à un électrolyte, ou d'un électrolyte à un métal, nous ne pourrions pas en déduire la valeur de la force électromotrice du métal à l'électrolyte.

S'il en est ainsi avec les électrolytes liquides, nous devons encore moins espérer pouvoir déterminer la force électromotrice d'un métal à un gaz; car nous ne pouvons produire de courant de l'un à l'autre sans effets perturbateurs et non réversibles, tels que la désintégration du métal ou une violente perturbation du gaz par la décharge discontinue.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

cipal de la polarisation se trouve à la surface du métal négatif. Lorsque le liquide dans lequel le métal est plongé est de l'acide sulfurique étendu, on le voit se couvrir de bulles d'hydrogène provenant de la décomposition électrolytique du liquide; il est évident que ces bulles, en empêchant le liquide de toucher le métal, diminuent sa surface de contact et augmentent la résistance du circuit. Mais, outre ces bulles visibles, il est certain qu'il existe une mince lame d'hydrogène, probablement pas à l'état libre, adhérente au métal, et, comme nous avons vu que cette enveloppe peut produire une force électromotrice de direction contraire à celle du courant, elle doit nécessairement diminuer la force électromotrice de la pile.

On a adopté plusieurs méthodes pour se débarrasser de cette pellicule d'hydrogène. On peut la diminuer, jusqu'à un certain point, par des moyens mécaniques, tels qu'une agitation du liquide ou le frottement des surfaces de la plaque négative. Dans la pile de Smée, les pôles négatifs sont verticaux et recouverts de platine finement divisé, d'où les bulles d'hydrogène peuvent facilement se dégager, et produire, dans leur ascension, un courant de liquide qui aide à balayer les autres bulles à mesure qu'elles se forment.

Les moyens chimiques sont beaucoup plus efficaces; ils sont de deux espèces. Dans les piles de Grove et de Bunsen, les plaques négatives sont plongées dans un liquide riche en oxygène, et l'hydrogène, au lieu de former une couche sur la plaque, se combine avec cette substance. Dans la pile de Grove, la plaque est en platine plongé dans de l'acide nitrique condensé; dans la première pile de Bunsen, elle est en carbone plongé dans ce même acide. On emploie aussi, dans le même but, l'acide chromique, qui présente l'avantage de ne pas produire, comme l'acide nitrique, des fumées par sa réduction.

On peut encore se débarrasser de l'hydrogène en employant le cuivre pour métal négatif, et en recouvrant sa surface d'une couche d'oxyde; mais cette couche disparaît rapidement à l'électrode négative. Afin de la renouveler, Joule a proposé de donner aux plaques de cuivre, la forme de disques à demi plongés dans le liquide, et de les faire tourner lentement, de

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

sorte que l'air puisse agir successivement sur les parties exposées.

Une autre méthode consiste à employer, comme liquide, un électrolyte dont le cation est un métal fortement négatif par rapport au zinc.

Dans la pile de Daniell, on emploie une plaque de cuivre plongée dans une dissolution saturée de sulfate de cuivre; lorsque le courant passe du zinc au cuivre, il n'apparaît pas d'hydrogène sur la plaque de cuivre; mais il s'y dépose du cuivre. Lorsque la dissolution est saturée et que le courant n'est pas trop fort, le cuivre paraît agir comme un véritable cation, l'anion SO^4 allant vers le zinc.

Lorsque ces conditions ne sont pas remplies, il se dégage de l'hydrogène au cathode, mais il agit immédiatement sur la dissolution en dégageant du cuivre et en s'unissant à SO^4 pour former de l'huile de vitriol. Lorsqu'il en est ainsi, le sulfate de cuivre voisin de la plaque de cuivre est remplacé par l'huile de vitriol; le liquide devient incolore, et la polarisation par l'hydrogène se produit de nouveau. Le cuivre déposé de cette manière présente une structure plus friable et plus compacte que celle du cuivre déposé par la véritable électrolyse.

On doit, pour s'assurer que le liquide en contact avec le cuivre reste saturé de sulfate de cuivre, placer, dans le liquide, près du cuivre, des cristaux de sulfate, qui se dissolvent à mesure que la dissolution s'affaiblit par le dépôt du cuivre.

Nous avons vu qu'il est nécessaire que le liquide voisin du cuivre soit saturé de sulfate de cuivre; il est encore plus nécessaire que le liquide dans lequel plonge le zinc soit dénué de sulfate de cuivre. Si ce sel arrive jusqu'à la surface du zinc, il se réduit et il se dépose du cuivre sur le zinc. Le zinc, le cuivre et le liquide, forment alors un petit circuit dans lequel il se produit une action électrolytique rapide, et le zinc est consumé par une action qui ne contribue en rien à l'effet utile de la pile.

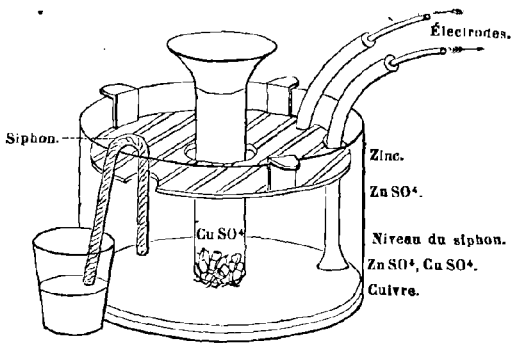
Pour l'éviter, il faut immerger le zinc dans de l'acide sulfurique étendu ou dans une dissolution de sulfate de zinc, et empêcher la dissolution du sulfate de cuivre de se mêler à

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

ce liquide; les deux liquides sont séparés par une cloison en poterie poreuse, qui laisse l'action électrolytique se produire entre eux, mais sans qu'ils puissent se mélanger par des courants visibles.

Dans quelques piles, on emploie de la sciure de bois pour empêcher ces courants. Les expériences de Graham ont néanmoins démontré que la diffusion se produit presque aussi rapidement lorsque les deux liquides sont séparés par une division de ce genre que lorsqu'ils sont en contact immédiat, pourvu qu'il n'y ait pas d'agitation sensible, et il est probable que, si l'on employait une cloison diminuant cette diffusion, elle augmenterait la résistance de la pile, parce que la conduction électrolytique est une opération dont les lois mathématiques ont la même forme que celles de la diffusion, et que tout ce qui touche à l'une de ces opérations intervient aussi dans l'autre. La seule différence est que la diffusion ne s'arrête jamais, tandis que le courant ne se produit qu'à la fermeture du circuit.

Fig. 41.



Dans toutes les formes de la pile de Daniell, le résultat final est que le sulfate de cuivre trouve sa voie vers le cuivre et dépouille la batterie; Sir W. Thomson a construit la pile de Daniell représentée par la *fig.* 41, afin de retarder indéfiniment ce résultat.

Dans chaque élément, le fond se trouve garni d'une plaque de cuivre horizontale, sur laquelle on verse une dissolution de sulfate de zinc : le zinc se présente sous la forme d'un gril

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

placé horizontalement près de la surface de la dissolution. Un tube de verre plonge dans la dissolution, avec son extrémité inférieure affleurant à la surface du cuivre; on y jette des cristaux de sulfate de cuivre qui forment, en se dissolvant, une dissolution de densité supérieure à celle du sulfate de zinc seul, de sorte qu'elle ne peut arriver au zinc que par diffusion. Afin de retarder cette diffusion, on dispose un siphon consistant en un tube de verre rempli par une mèche de coton, dont l'une des extrémités plonge dans la dissolution, entre le cuivre et le zinc, et l'autre dans un verre à l'extérieur de la pile, de sorte que le liquide se trouve lentement aspiré au milieu de sa profondeur. On ajoute, de temps en temps, afin de réparer cette perte, une faible dissolution de sulfate de zinc, par le haut de la pile. De cette manière, la plus grande partie du sulfate de cuivre qui s'élève à travers le liquide par diffusion est aspirée par le siphon avant d'atteindre le zinc, qui se trouve entouré par un liquide presque dénué de sulfate de cuivre et animé d'un mouvement de descente très lent, retardant encore le mouvement ascensionnel du sulfate de cuivre.

Pendant que la pile fonctionne, il se dépose du cuivre sur la plaque de cuivre, et le radical SO^4 se dirige lentement, à travers le liquide, vers le zinc avec lequel il se combine en formant du sulfate de zinc. Le liquide du fond devient ainsi moins dense par la déposition du cuivre, et le liquide supérieur plus dense, par addition du zinc. Pour empêcher cette action d'intervertir l'ordre de densité des couches, et de produire ainsi une instabilité et des courants visibles dans la pile, on doit prendre soin de maintenir le tube amplement fourni de cristaux de sulfate de cuivre et d'alimenter la partie supérieure de la pile d'une dissolution de sulfate de zinc suffisamment diluée pour être plus légère que les autres couches de liquides.

La pile Daniell n'est pas la plus puissante des piles usuelles : la force électromotrice d'un élément de Grove est de 192000000 d'unités C.G.S; celle d'un élément Daniell de 107000000 d'unités, et celle d'un élément Bunsen de 188000000 d'unités.

La résistance d'un élément Daniell est supérieure à celle d'un élément de Bunsen et de Grove de mêmes dimensions.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Ces défauts sont, néanmoins, plus que contrebalancés, dans tous les cas où il faut exécuter des mesures exactes, parce que la pile Daniell surpasse toutes les autres dispositions connues en constance de force électromotrice; elle a aussi l'avantage de pouvoir marcher très longtemps et de ne pas émettre de gaz.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

CHAPITRE XI.

MÉTHODES POUR MAINTENIR UN COURANT ÉLECTRIQUE.

194. Les principaux appareils employés pour maintenir un courant électrique uniforme sont les suivants :

1° La machine à frottement;
2° La pile voltaïque;
3° La pile thermo-électrique;
4° La machine dynamo-électrique.

Machine électrique à frottement.

195. L'électrisation est produite, dans cette machine, entre les surfaces de deux substances différentes, telles que le verre et l'amalgame, l'ébonite et le feutre. Le mouvement de la machine éloigne constamment l'une de ces surfaces électrisées de l'autre, et toutes deux déchargent leur électrisation dans les électrodes de la machine, d'où le courant est transporté le long d'un circuit quelconque.

Dans la machine ordinaire, un plateau ou un cylindre de verre tourne sur son axe; admettons que ce soit un plateau de verre; le frotteur est fixé de manière à appuyer sur la surface du verre. La surface du frotteur est en cuir revêtu d'un amalgame de zinc et de mercure. Par son frottement sur l'amalgame, le verre s'électrise positivement et l'amalgame négativement. A mesure que le plateau tourne, la surface électrisée du verre s'éloigne du frotteur, et il s'y présente,

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

pour être électrisée, une nouvelle surface de verre non électrisée.

Tant que les surfaces opposément électrisées du verre et du frotteur restent en contact, les effets électriques sont très faibles dans leur voisinage, mais, lorsque le verre s'éloigne du frotteur, il se développe des forces électriques considérables. Le potentiel du frotteur devient négatif, et comme il est bon conducteur, en raison de l'amalgame qui le recouvre, il conduit aussitôt son électrisation à l'électrode négative. En même temps, le potentiel du verre électrisé devient fortement positif, mais, comme le verre est isolant, il ne se départit pas aussi vite de son électrisation. L'électrode positive de la machine se trouve, à cause de cela, munie d'un peigne formé d'une série de pointes métalliques aiguës, affleurant la surface du verre.

Comme le potentiel à la surface du verre est beaucoup plus élevé que celui du peigne, il se produit, aux pointes du peigne, une accumulation considérable d'électrisation négative qui se manifeste par une lueur électrique négative accompagnée d'un vent électrique soufflant du peigne sur le verre. Les particules d'air électrisées négativement se répandent à la surface du verre électrisé positivement et en occasionnent la décharge. Il se peut, néanmoins, qu'une partie de cette électricité soit entraînée dans la rotation du verre, jusqu'à ce qu'elle soit balayée par les frotteurs, bien que je n'ai jamais pu en obtenir la preuve expérimentale.

La rotation de la machine transporte ainsi l'électricité positive de la surface du verre du frotteur au peigne, et le vent électrique négatif du peigne neutralise la surface électrisée positivement, ou se trouve emporté par elle aux frotteurs, de sorte qu'il se produit un courant continu d'électricité positive des frotteurs aux peignes, ou, ce qui revient au même, un transport de l'électricité négative des peignes aux frotteurs. Nous pouvons encore, puisque le mode d'expression du fait est indifférent, dire que le phénomène consiste en la concurrence d'un courant positif dans une direction et d'un courant négatif dans l'autre, la somme arithmétique de ces deux courants imaginaires étant égale au courant actuel observé.

L'action de la machine dépend ainsi de l'électrisation de la

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

surface du verre par les frotteurs, de la convection de cette électricité aux peignes par le mouvement de la machine, et de la décharge de l'électrisation par les peignes.

196. L'intensité du courant produit dépend de la densité superficielle de l'électrisation, de l'aire de la surface électrisée et du nombre de ses tours par minute.

La force électromotrice de la machine est l'excès du potentiel des peignes sur celui des frotteurs : la mesure la plus convenable de la force électromotrice d'une machine électrique est donnée par la longueur de ses étincelles.

Pendant son trajet des frotteurs aux pointes, la surface électrisée passe d'un potentiel inférieur à un potentiel élevé; elle est, par conséquent, soumise à une force opposée à son mouvement. Le travail dépensé à faire tourner la machine surpasse donc le travail nécessaire pour surmonter le frottement des frotteurs et de son axe, et les autres résistances mécaniques, du travail électrique dépensé en transportant l'électricité des frotteurs aux peignes.

En chaque point de sa course, l'électricité, à la surface du verre, est soumise à une force mesurée par la rapidité de la variation du potentiel d'un point à un autre de la surface. Si cette force dépasse une certaine valeur, elle fera glisser l'électricité le long de la surface du verre, et cela aura lieu sous l'action d'une force beaucoup plus faible que celle qu'il faudrait pour enlever l'électricité de cette surface. Cette décharge, le long de la surface du verre, devient visible quand la machine fonctionne dans l'obscurité, et il est évident que l'électricité qui s'étale ainsi en arrière est perdue pour le courant principal de la machine.

Pour que la machine puisse fonctionner le plus avantageusement, il faut empêcher ce retour d'électricité; il a lieu toutes les fois que le taux de la variation du potentiel d'un point à l'autre de la surface dépasse une certaine valeur. Si l'on peut, par une distribution quelconque d'électricité, maintenir ce degré de variation juste au-dessous de cette limite, sur tout le trajet des frotteurs aux peignes, la force électromotrice de la machine atteindra sa plus grande valeur possible.

Dans un grand nombre de machines électriques, on attache

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

aux frotteurs des écrans de soie, disposés de manière que, dans la rotation du plateau, la surface électrisée soit, lorsqu'elle quitte les frotteurs, recouverte par la soie qui s'étend presque depuis le frotteur jusqu'au peigne. Ces écrans de soie s'électrisent négativement et adhèrent, par conséquent, d'eux-mêmes à la surface du verre. Si, en une partie quelconque de la rotation du verre, l'augmentation du potentiel est tellement rapide qu'il se produise un glissement de l'électrisation, l'électricité positive qui rétrograde ainsi neutralise une partie de l'électrisation des écrans de soie, et élève la valeur du potentiel, en arrière du point où se produit la rétrogradation. La variation du potentiel se trouve ainsi égalisée, et la force électromotrice de la machine portée à sa plus haute valeur, de manière à donner les plus longues étincelles compatibles avec ses dimensions.

Lorsqu'on enlève les écrans de soie, la variation du potentiel s'accentue grandement aux environs des frotteurs, l'électricité glisse en arrière sur le plateau à mesure qu'elle quitte les frotteurs, et il n'y en a que très peu, à un faible potentiel, qui arrive jusqu'aux peignes.

Dans les meilleures machines, où la variation du potentiel est uniforme depuis les frotteurs jusqu'aux peignes, la longueur des étincelles dépend principalement de la distance entre les frotteurs et les peignes. C'est ainsi qu'une machine comme celle de Winter, dont les frotteurs et les peignes sont situés aux extrémités d'un même diamètre du plateau, donnera des étincelles plus longues qu'une machine de Cutbertson qui a deux frotteurs et deux peignes, séparés chacun par la distance d'un quadrant.

Machines produisant l'électrisation par un travail mécanique.

197*. Dans les machines ordinaires à frottement, le travail dépensé à surmonter le frottement est beaucoup plus considérable que celui que l'on utilise à augmenter l'électrisation ; il en résulte que toutes les dispositions permettant de produire l'électrisation entièrement par une dépense de travail contre les forces électriques ont une haute importance scientifique, sinon une grande valeur pratique. La première ma-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

chine de ce genre paraît avoir été le *Revolving Doubler*, de Nicholson, décrit dans les *Philosophical Transactions* de 1788 comme « un instrument qui produit, en tournant une manivelle, les deux états d'électricité, sans frottement ni communication avec la terre ».

198*. C'est au moyen de cet appareil que Volta put développer, à l'aide de l'électricité d'une pile, une électrisation capable d'affecter son électromètre. Des appareils reposant sur le même principe ont été inventés, indépendamment, par M. Varley [1] et Sir W. Thomson.

Ces appareils consistent, essentiellement, en conducteurs isolés de différentes formes, les uns fixes, les autres mobiles : les conducteurs mobiles sont appelés *porteurs* et les mobiles, *inducteurs*, *régénérateurs* ou *récepteurs*. Les inducteurs et les récepteurs sont de formes telles que les porteurs sont, lorsqu'ils arrivent en certains points de leur révolution, presque complètement entourés par un corps conducteur. Comme les inducteurs et les récepteurs ne peuvent pas entourer complètement les porteurs, et les laisser en même temps se déplacer librement, sans une combinaison compliquée de pièces mobiles, l'appareil n'est pas théoriquement parfait, s'il n'est muni d'une paire de régénérateurs emmagasinant la petite quantité d'électricité que les porteurs retiennent au sortir des inducteurs.

Nous pouvons néanmoins supposer, pour simplifier, que les inducteurs et les récepteurs entourent complètement le porteur quand il les traverse.

Nous supposerons la machine formée de deux inducteurs A et C, de deux récepteurs B et D et de deux porteurs F et G.

Admettons que l'inducteur A soit électrisé positivement, de sorte que son potentiel soit A et le porteur qu'il enveloppe au potentiel F : si l'on désigne par Q le coefficient d'induction, considéré comme positif, entre A et F, la quantité d'électricité sur le porteur sera $Q(F - A)$.

Si le porteur est mis, pendant qu'il se trouve dans l'inducteur, en rapport avec la terre, $F = 0$, et sa charge est égale à

---

[1] *Specification of patent*, 27 janvier 1850, n° 205.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

— QA, quantité négative. Faisons tourner le porteur jusqu'à ce qu'il vienne dans le récepteur B et mettons-le alors, par un ressort, en communication électrique avec B ; il se déchargera complètement, et communiquera sa charge négative tout entière au récepteur B.

Le porteur pénétrera ensuite dans l'inducteur C, que nous supposerons chargé négativement : on le reliera alors avec la terre, de façon à lui faire acquérir une charge positive qu'il transportera au récepteur D, et ainsi de suite.

De cette manière, si les potentiels des inducteurs restent toujours constants, les récepteurs B et D reçoivent des charges successives, les mêmes à chaque révolution des porteurs, de sorte que chaque tour produit une augmentation égale d'électricité dans les récepteurs.

Mais on peut, en mettant l'inducteur A en communication avec le récepteur D, et C en rapport avec B, augmenter continuellement le potentiel des inducteurs, ainsi que la quantité d'électricité communiquée aux récepteurs à chaque révolution.

Soient, par exemple, U le potentiel de A et de D, V celui de B et de C; x la charge de A et de C quand le porteur est en A, et z celle du porteur

Puisque le potentiel du porteur relié à la terre est nul, sa charge est $z = -QU$; il entre dans B avec cette charge et la lui communique, et, si l'on désigne par B la capacité de B et de C, leur potentiel passera de V à $V - \frac{Q}{B} U$.

Si l'autre porteur a, en même temps, transporté une charge $-QV$ de C à D, il portera le potentiel de A et de D, de U à $U - \frac{Q'}{A} V$, Q' étant le coefficient d'induction entre le porteur et C, et A la capacité de A et de D.

Si donc on désigne par U_n, V_n les potentiels des deux inducteurs après n demi-tours; par U_{n+1}, et V_{n+1} ces potentiels, après $n+1$ demi-tours, on a

$$U_{n+1} = U_n - \frac{Q'}{A} V_n,$$

$$V_{n+1} = V_n - \frac{Q}{B} U_n.$$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Posant

$$p^2 = \frac{Q}{B}, \quad q^2 = \frac{Q'}{A},$$

il vient

$$\begin{aligned} pU_{n+1} + qV_{n+1} &= (pU_n + qV_n)(1 - pq) \\ &= (pU_0 + qV_0)(1 - pq)^{n+1}, \\ pU_{n+1} - qV_{n+1} &= (pU_n - qV_n)(1 + pq) \\ &= (pU_0 - qV_0)(1 + pq)^{n+1}; \end{aligned}$$

d'où

$$U_n = U_0[(1 - pq)^n + (1 + pq)^n] + \frac{q}{p} V_0[(1 - pq)^n - (1 + pq)^n],$$

$$V^n = \frac{p}{q} U_0[(1 - pq)^n - (1 + pq)^n] + V_0[(1 - pq)^n + (1 + pq)^n].$$

Il résulte, de ces équations, que la quantité $pU + qV$ diminue continuellement, de sorte que, quel que soit l'état initial de l'électrisation, les récepteurs s'électrisent en sens contraires et que les potentiels de A et de B sont dans le rapport de q à $-p$.

D'autre part, la différence $pU - qV$ augmente continuellement, si faible qu'elle soit à l'origine, en progression géométrique à chaque tour, jusqu'à ce que la force électromotrice devienne si grande que l'isolement de l'appareil est surmonté.

On a construit des appareils de ce genre pour différents objets :

Pour produire une grande quantité d'électricité à un potentiel élevé, comme avec la grande machine de Varley ;

Pour régler la charge d'un condensateur, comme dans l'électromètre de Thomson, dont la charge peut être augmentée ou diminuée par quelques tours d'une très petite machine de ce genre, que l'on appelle le *Replenisher* ou *rechargeur;*

Pour multiplier de petites différences de potentiel. On peut, en effet, charger d'abord les inducteurs à un très faible potentiel, par exemple, au potentiel dû à une pile thermo-électrique, puis, en tournant la machine, multiplier la différence des potentiels jusqu'à ce qu'elle devienne assez grande pour être mesurée par un électromètre ordinaire. On peut, en déterminant par expérience l'accroissement de cette différence

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

par tour de la machine, déduire, du nombre de tours et de l'électrisation finale, la valeur de la force électromotrice initiale qui chargeait les inducteurs.

Dans la plupart de ces appareils, on fait tourner les porteurs autour d'un axe dont la rotation les amène aux positions convenables vis-à-vis des inducteurs : les liaisons sont réalisées au moyen de ressorts qui viennent, en temps voulu, au contact des porteurs.

199. *Machines à gouttes d'eau de Thomson.* — Sir W. Thomson a construit une machine dans laquelle les porteurs sont des gouttes d'eau tombant de l'intérieur d'un inducteur dans un récepteur isolé, qui se trouve ainsi continuellement alimenté d'électricité de signe opposé à celle de l'inducteur. Si l'inducteur est électrisé positivement, le récepteur recevra une charge indéfiniment croissante d'électricité négative.

L'eau s'échappe du récepteur par un canal dont l'embouchure est presque totalement entourée par le métal du récepteur ; les gouttes qui tombent de cet ajutage sont donc presque privées d'électrisation. Un autre inducteur et un récepteur, de même construction, se trouvent disposés de manière que l'inducteur de l'un des systèmes est relié au récepteur de l'autre. L'accroissement de la charge des récepteurs n'est, dès lors, plus constant, mais en raison géométrique du temps, les charges des deux récepteurs étant de signes opposés. Cet accroissement persiste jusqu'à ce que les gouttes soient déviées de leur chute par l'action électrique, au point de tomber en dehors du récepteur, ou même de frapper l'inducteur.

Dans cet appareil, l'énergie d'électrisation est empruntée à celle de la chute des gouttes.

200. Dans la « machine par influence » de Holtz, un plateau de verre verni tourne devant une plaque fixe également en verre verni. Les inducteurs consistent en deux lames de carton, quelquefois recouvertes d'étain et placées au bord de la glace fixe, de sorte que leurs pointes se trouvent aux extrémités opposées d'un même diamètre. La glace fixe est percée de trous vis-à-vis des pointes de l'inducteur. Les électrodes

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

sont d'abord reliées l'une à l'autre, puis on met la machine en mouvement. On électrise alors l'un des inducteurs, par une machine ordinaire ou par une pièce d'ébonite électrisée : supposons qu'elle soit électrisée positivement. Le peigne vis-à-vis de l'inducteur chargé se met immédiatement à briller et à décharger de l'électricité négative contre le disque tournant; cette électrisation négative est transportée par le disque de l'autre côté, où elle n'est plus soumise à l'influence de l'inducteur positive. L'autre inducteur décharge alors de l'électricité positive de sa pointe, en se chargeant lui-même négativement, et le peigne de l'électrode négative décharge de l'électricité positive transportée sur l'autre côté du disque, vers l'électrode positive. Il se maintient ainsi un courant électrique de l'électrode positive à la négative. On entend un bruit de décharge et l'on voit une lueur s'étendant dans l'obscurité du peigne positif à la surface du disque, dans une direction opposée à son mouvement; si l'on sépare les électrodes, il jaillit entre elles une succession d'étincelles.

201*. *Théorie des régénérateurs appliqués aux machines électriques.* — Dans les machines précédemment décrites, les étincelles jaillissent quand les porteurs arrivent au contact de conducteurs à des potentiels différents.

Or, nous avons vu qu'il se produit, toutes les fois que ce phénomène a lieu, une perte d'énergie, de sorte que le travail dépensé à tourner la machine n'est pas converti entièrement en électrisation disponible, mais en partie perdu à produire la chaleur et le bruit des étincelles.

J'ai donc cru utile de faire voir comment on pourrait construire une machine électrique qui ne serait pas sujette à cette perte de rendement; je ne la propose pas comme une forme pratique de machine, mais comme un exemple de la méthode par laquelle on peut appliquer aux machines électriques, afin d'éviter les pertes de travail, un dispositif analogue à celui qui a reçu, dans les machines thermiques, le nom de *régénérateur*.

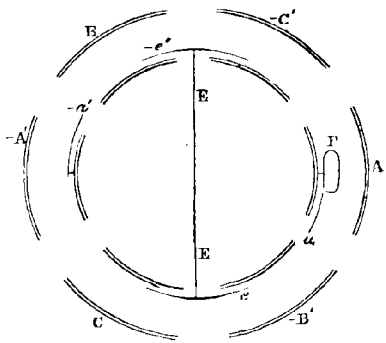
Soient (*fig.* 42) A, B, C, A′, B′, C′ des conducteurs creux et fixes, disposés de manière que le porteur P passe successivement vis-à-vis de chacun d'eux, les conducteurs A, A′, B, B′

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

entourant presque le porteur quand il se trouve vers le milieu de son passage, et C, C′ un peu moins.

Supposons A, B, C reliés à une bouteille de Leyde de grande capacité, au potentiel V, et A′, B′, C′ reliés à une autre bouteille, au potentiel — V′.

Fig. 42.



Le porteur P, qui se meut suivant le sens de sa flèche, touche successivement des ressorts a, e', a', e, reliés, a, a' avec A et A′, et e, e' à la terre.

Soit — A le coefficient d'induction entre P et A, quand le porteur P se trouve au milieu de A ; la capacité de P est, dans cette position, plus grande que A, puisqu'il n'est pas entièrement enveloppé par ce récepteur; désignons-la par $A + a$.

Si l'on désigne par U le potentiel de P, par V celui de A, la charge de P sera

$$(A + a)U - AV.$$

Supposons maintenant que P soit en contact avec le ressort a lorsqu'il arrive au milieu du récepteur A; le potentiel de P est alors V, le même que celui de A : sa charge est donc aV.

Lorsque P quitte le ressort a, il emporte sa charge aV ; à mesure qu'il s'éloigne de A, son potentiel diminue et plus encore lorsqu'il arrive sous l'influence de C′, qui est électrisé négativement.

Soient, lorsque P arrive en C, — C′ son coefficient d'induction sur C, $C' + c'$ sa capacité et U son potentiel ; sa charge sera

$$(C' + c')U + C'V' = aV.$$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Si l'on a alors $C'V' = aV$, le potentiel U de P sera réduit à zéro en ce point.

Supposons qu'en ce point P vienne au contact du ressort e' relié à la terre; puisque son potentiel est le même que celui du ressort, il n'y aura pas d'étincelle au contact.

Ce conducteur C', qui permet de relier le porteur à la terre sans étincelles, remplit le même rôle que les régénérateurs des machines thermiques; nous l'appellerons donc le *régénérateur*.

Faisons maintenant mouvoir P, toujours au contact du ressort e', jusqu'à ce qu'il vienne au milieu de l'inducteur B, de potentiel V. Si le coefficient d'induction entre B et P, en ce point, est égal à $-B$, la charge de P sera égale à $-BV$, puisque $U = 0$.

Lorsque P quitte le ressort relié à la terre, il emporte sa charge. A mesure que P s'éloigne de l'inducteur positif B, vers le récepteur négatif A', son potentiel négatif augmente, il sera, au milieu de A' et si P a conservé sa charge, égal à

$$-\frac{A'V' + BV}{A + a'},$$

et sa valeur numérique sera, si BV est plus grand que $A'V'$, supérieure à celle de V'.

Il existe donc, avant que P arrive au milieu de A', un point où son potentiel atteint la valeur $-V'$; supposons qu'il vienne alors au contact du ressort récepteur négatif a'; il ne se produira pas d'étincelles, puisque les deux corps sont au même potentiel.

Si P se meut, toujours en contact avec le ressort, jusqu'au milieu de A', au même potentiel que lui, il communique, pendant ce mouvement, une charge négative à A.

Arrivé au milieu de A', il quitte le ressort et emporte une charge $-a'V'$ vers le régénérateur positif C, où son potentiel est réduit à zéro et où il touche le ressort e relié à la terre. Il glisse alors, le long de ce ressort, dans l'inducteur négatif B', et reçoit, pendant ce mouvement, une charge positive $B'V'$, qu'il communique finalement au récepteur positif A, puis le cycle des opérations recommence.

Pendant ce cycle le récepteur positif a perdu une charge aV

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

et gagné $B'V'$; il a donc gagné, en somme, en électricité positive, une charge

$$B'V' - aV;$$

on a de même gagné, en électricité négative, une charge égale à $BV - a'V'$.

En disposant les inducteurs aussi près du porteur que le permet l'isolement, on peut rendre B et B' très grands, et l'on peut rendre a et a' très petits, en faisant entourer le plus possible le porteur par les récepteurs quand il les traverse; les charges des deux bouteilles de Leyde augmenteront alors à chaque tour.

Les conditions à remplir par les régénérateurs sont

$$C'V' = aV \quad \text{et} \quad CV = a'V'.$$

Puisque a et a' sont petits, les régénérateurs n'ont pas besoin d'être très grands ou très rapprochés des porteurs.

Balance de torsion de Coulomb.

202*. La plupart des expériences par lesquelles Coulomb a établi les lois fondamentales de l'électricité ont été exécutées en mesurant la force développée entre deux petites sphères chargées d'électricité, l'une fixe et l'autre suspendue, maintenue en équilibre par deux forces, l'action électrique entre les sphères et l'élasticité de torsion d'une fibre de verre ou d'un fil de fer.

La balance de torsion est formée par un bras horizontal de gomme laque suspendu par un fil fin, en fer ou en verre, et portant à une extrémité une petite sphère de résine légèrement dorée. Le fil de suspension est fixé à l'axe vertical d'une aiguille que l'on peut déplacer sur un cercle horizontal, gradué de manière à tordre la partie supérieure du fil autour de son axe d'un nombre donné de degrés.

L'ensemble de cet appareil est renfermé dans une chambre en verre. Une seconde petite sphère est montée sur une tige, de façon à pouvoir être chargée et introduite dans la chambre par une ouverture; on amène son centre en un point défini du cercle horizontal décrit par la sphère suspendue. La position

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

de la sphère suspendue est déterminée par un cercle gradué, gravé sur la chambre de verre cylindrique de l'appareil.

Supposons maintenant les deux sphères chargées et la sphère suspendue en équilibre dans une position donnée, telle que le bras de torsion fasse, avec le rayon passant par le centre de la sphère fixe, un angle θ. La distance des centres des deux est alors égale à $2a \sin \frac{\theta}{2}$, a étant le rayon du bras de torsion, et si l'on désigne par F la force agissant entre les deux sphères, son moment, par rapport à l'axe de torsion, sera $Fa \cos \frac{\theta}{2}$.

Déchargeons complètement les deux sphères, et soit φ l'angle de la barre de torsion et du rayon passant par la sphère fixe, quand il est revenu à l'équilibre.

L'angle dont la force électrique a tordu le fil est alors $\theta - \varphi$, et, si l'on désigne par M le moment de l'élasticité de torsion du fil, on aura l'équation

$$Fa \cos \frac{\theta}{2} = M(\theta - \varphi).$$

Nous pouvons donc déterminer en fonction de M la force actuelle F s'exerçant entre les sphères à la distance $2a \sin \frac{\theta}{2}$.

Pour déterminer le moment de torsion M, soient I le moment d'inertie du bras de la balance et T la durée d'une double oscillation du bras, sous l'action de l'élasticité de torsion du fil ; on a

$$M = \frac{1}{4\pi^2} IT^2.$$

Dans tous les électromètres, il est de la plus haute importance de savoir quelle est la force que l'on mesure. La force qui agit sur la sphère suspendue est due, en partie, à l'action directe de la sphère fixe, mais, en partie aussi, à l'électrisation, s'il en existe, des parois de la cage.

Si la cage est en verre, il est impossible de déterminer l'électrisation de sa surface autrement qu'en effectuant, en chacun de ses points, des mesures très difficiles. Mais, si elle est en métal, ou s'il se trouve, disposée comme un écran entre

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

les sphères et la case de verre, une cage métallique enveloppant presque totalement l'appareil, l'électrisation de l'intérieur de l'écran métallique dépendra entièrement de celle des sphères, sur lesquelles l'électrisation de la cage de verre n'aura pas d'influence. Nous pouvons ainsi éviter toute indécision du fait de l'action de la cage.

Afin d'illustrer ce cas par un exemple dans lequel on puisse calculer tous les effets, supposons que la cage soit une sphère, de rayon b, dont le centre coïncide avec celui du mouvement du bras de torsion, de rayon a.

Soient E_1, E_2 les charges des deux sphères, θ l'angle compris entre leurs positions, a_1 la distance de la sphère fixe au centre, r la distance entre les deux petites sphères.

En négligeant l'effet de l'induction sur la distribution de l'électricité à la surface des petites sphères, la force qui agit entre elles sera une répulsion égale à

$$\frac{EE_1}{r^2},$$

et son moment, par rapport à un axe vertical passant par le centre, sera

$$\frac{EE_1 a a_1 \sin\theta}{r^3}.$$

L'image de E_1, due à la surface sphérique de la cage, est un point situé sur le même rayon, à une distance $\frac{b^2}{a_1}$, avec une charge $-E\frac{b}{a_1}$, et le moment de l'attraction entre E et cette image, autour de l'axe de suspension, est égal à

$$EE_1 \frac{b}{a_1} \frac{a\frac{b^2}{a_1}\sin\theta}{\left(a^2 - 2\frac{ab^2}{a_1}\cos\theta + \frac{b^4}{a_1^2}\right)^{\frac{3}{2}}}$$

$$= EE_1 \frac{a a_1 \sin\theta}{b^3\left(1 - 2\frac{a a_1}{b^2}\cos\theta + \frac{a^2 a_1^2}{b^4}\right)^{\frac{3}{2}}}.$$

Si le rayon b de l'enveloppe sphérique est considérable par

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

rapport à a et a_1, distances des sphères au centre, on peut négliger le deuxième et le troisième terme au dénominateur, de sorte que la valeur totale du moment tendant à faire tourner le bras de la balance peut s'écrire

$$EE_1 aa_1 \sin\theta \left(\frac{1}{r^3} - \frac{1}{b^3}\right) = M(\theta - \varphi).$$

Électromètres pour la mesure des potentiels.

203'. Dans tous les électromètres, la partie mobile est constituée par un corps chargé d'électricité, et dont le potentiel diffère de celui de certaines parties fixes qui l'environnent. Lorsque, comme dans la méthode de Coulomb, on emploie un corps isolé et doué d'une certaine charge, c'est la charge qui est l'objet direct de la mesure. Nous pouvons néanmoins relier les sphères de l'électromètre de Coulomb, par des fils fins, à différents conducteurs; les charges des sphères dépendront alors des valeurs des potentiels de ces conducteurs et du potentiel de la cage. La charge de chaque sphère sera approximativement égale au produit de son rayon par l'excès de son potentiel sur celui de la cage, pourvu que les rayons des sphères soient petits par rapport à leurs distances l'une de l'autre et des parois ou de l'ouverture de la cage.

La forme de l'appareil de Coulomb ne se prête pas bien aux mesures de cette espèce, à cause de la petitesse de la force exercée entre les sphères aux distances pour lesquelles les différences de potentiels sont peu importantes : la forme des électromètres à disque attiré est plus convenable. Les premiers électromètres de cette espèce ont été construits par Sir Snow Harris; ils ont été amenés à une grande perfection, en théorie et en construction, par Sir W. Thomson [2].

Lorsque deux disques à des potentiels différents sont amenés face à face et maintenus à un faible écartement, il se produit une électrisation à peu près uniforme sur les faces en regard,

---

(1) *Phil. Trans.*, 1834.

(2) *Voir* l'excellent Rapport sur les électromètres par Sir W. Thomson (*Report of the British Association*. Dundee, 1867).

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

et très peu d'électrisation sur le dos des disques, pourvu qu'il n'y ait pas d'autres conducteurs ou corps électrisés dans le voisinage. La charge sur le disque positif sera à peu près proportionnelle à sa surface et à la différence des potentiels des disques, et inversement proportionnelle à la distance qui les sépare. Une faible différence de potentiel peut donc, entre des disques à grandes surfaces et peu écartés, développer une force d'attraction mesurable.

204*. *Electromètre absolu de Thomson.* — L'addition d'un anneau de garde (*guard ring*) au disque attiré est l'un des perfectionnements les plus importants apportés par Sir W. Thomson à cet appareil.

Au lieu de suspendre le disque tout entier et de déterminer la force agissant sur lui, on en sépare une partie centrale qui constitue le disque attiré; l'anneau formé par le reste du disque est fixe. De cette manière, la force est mesurée par la partie seulement du disque où elle est la plus régulière, et le manque d'uniformité de l'électrisation, auprès des bords, n'a plus d'importance, parce qu'il se produit sur l'anneau, et non pas sur la partie suspendue du disque.

En outre, en reliant l'anneau avec une cage métallique enveloppant l'arrière du disque attiré et tout son appareil de suspension, on rend impossible l'électrisation de l'arrière du disque, car il devient une partie de la surface intérieure d'un conducteur fermé et creux, partout au même potentiel.

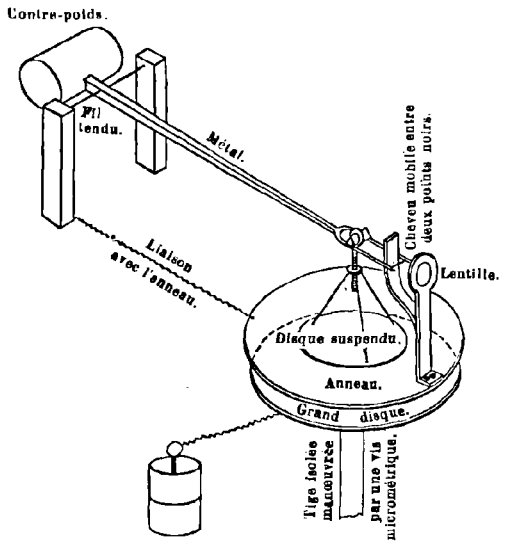
L'électromètre absolu de Thomson consiste donc, essentiellement, en deux disques parallèles à des potentiels différents, dont l'un est constitué de manière que les parties suffisamment éloignées des bords puissent seules se mouvoir sous l'action des forces électriques. Pour fixer les idées, nous pouvons supposer le disque mobile et son anneau de garde au-dessus du disque immobile (*fig.* 43), porté par un support isolé, à vis micrométrique. L'anneau de garde doit être au moins aussi grand que le disque fixe; sa surface doit être parfaitement plane et parallèle à celle du disque fixe. Il porte une balance délicate à laquelle est suspendu un disque léger remplissant presque complètement, mais sans la toucher, l'ouverture de l'anneau. La face inférieure du disque suspendu doit être par-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

faitement plane, et l'on doit pouvoir vérifier qu'elle coïncide avec le plan de la face inférieure de l'anneau, de manière que ces deux plans n'en fassent qu'un, interrompu seulement par la circonférence du disque suspendu.

A cet effet, on remonte le disque inférieur jusqu'à ce qu'il vienne au contact de l'anneau, puis on laisse le disque suspendu reposer sur le disque inférieur, de sorte que sa face inférieure soit dans le même plan que celle de l'anneau. On dé-

Fig. 43.



termine alors sa position par rapport à l'anneau à l'aide d'un système de repères; Sir W. Thomson emploie de préférence un cheveu noir attaché à la partie mobile du fléau : ce cheveu se déplace verticalement vis-à-vis de deux points noirs marqués sur un plan d'émail; on le regarde à travers une lentille plan-convexe, dont la face plane est du côté de l'œil. Si le cheveu, regardé au travers de la lentille, paraît droit et bissecte l'intervalle entre les taches, on dit qu'il se trouve dans la ligne de visée; il indique que le disque suspendu, avec lequel il se déplace, est à la hauteur voulue. On peut vérifier l'hori-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

zontalité du disque suspendu en comparant la réflexion d'une partie d'un objet sur sa face supérieure avec celle de l'autre partie de cet objet sur la face supérieure de l'anneau.

On dispose ensuite la balance de telle sorte qu'elle soit en équilibre quand on place un poids connu au centre du disque suspendu, après avoir débarrassé d'électrisation tout l'appareil, en mettant ses diverses parties en communication métallique. Une cage métallique se trouve disposée au-dessus de l'anneau, de manière à renfermer la balance et le disque suspendu, tout en ménageant les ouvertures nécessaires pour voir les repères.

L'anneau, la cage et le disque suspendu sont en communication métallique entre eux, mais isolés du reste de l'appareil.

Soit maintenant à mesurer la différence des potentiels de deux conducteurs. On les met respectivement en communication, par des fils, avec les disques inférieurs et supérieurs; on enlève ensuite le poids du disque suspendu et l'on déplace le disque inférieur, à l'aide de la vis micrométrique, jusqu'à ce que l'attraction électrique amène le disque suspendu dans sa ligne de visée. Nous savons alors que l'attraction entre les disques est égale au poids qui amène le disque mobile dans son plan de visée.

Soient :

W ce poids;
g l'accélération de la pesanteur, de sorte que la force du poids est Wg;
A la surface du disque suspendu ;
D la distance entre les disques;
V leur différence de potentiel.

On a

$$Wg = \frac{v^2 A}{8\pi D^2};$$

d'où

$$v = D\sqrt{\frac{8\pi g W}{A}}.$$

Si le disque suspendu est circulaire et de rayon R, on a, en

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

désignant par R′ le rayon de l'ouverture de l'anneau,

$$A = \tfrac{1}{2}\pi(R^2 + R'^2)\ (^1) \quad \text{et} \quad V = 4D\sqrt{\frac{gW}{R^2 + R'^2}}.$$

(¹) Soient R le rayon du disque suspendu et R′ celui de l'ouverture de l'anneau : la largeur de l'espace annulaire entre le disque et l'anneau sera $R' - R = B$.

Soient D la distance entre le grand disque fixe et le disque suspendu, V la différence de potentiel entre ces disques : la quantité d'électricité du disque suspendu sera donnée (*Electricity and Magnétism*, art. 201) par l'expression

$$Q = V\left(\frac{R^2 + R'^2}{8D} - \frac{R'^2 - R^2}{8D}\,\frac{\alpha}{D + \alpha}\right),$$

dans laquelle

$$\alpha = \frac{B \log_e 2}{\pi} \quad \text{ou} \quad \alpha = 0,220635\ (R' - R).$$

Si la surface de l'anneau n'est pas exactement dans le plan du disque suspendu, supposons que la distance entre le disque fixe et l'anneau ne soit pas égale à D, mais à $D + z = D'$: il se produira alors (*Electricity and Magnetism*, art. 205) une charge additionnelle d'électricité au bord du disque, à cause de sa hauteur z au-dessus du plan moyen de l'anneau. La totalisation de la charge sera, dans ce cas, égale à

$$Q = V\left[\frac{R^2 + R'^2}{8D} - \frac{R'^2 - R^2}{8D}\,\frac{\alpha}{D + \alpha} + \frac{R + R'}{D}(D' - D)\log_e \frac{4\pi(R + R')}{D' - D}\right],$$

et nous devrons, dans l'expression de l'attraction, remplacer l'aire A du disque par la quantité corrigée

$$A = \frac{1}{2}\pi\left[R^2 + R'^2 - (R'^2 - R^2)\frac{\alpha}{D + \alpha} + 8(R + R')(D' - D)\log_e \frac{4\pi(R + R')}{D' - D}\right].$$

dans laquelle on désigne par

R le rayon du disque suspendu.
R′ le rayon de l'ouverture de l'anneau.
D la distance entre les disques fixe et suspendu.
D′ la distance entre le disque fixe et l'anneau.
$\alpha = 0,220635\ (R' - R)$.

Lorsque α est petit par rapport à D, on peut négliger le second terme ; on peut négliger le dernier quand $D' - D$ est petit.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

205. Il existe toujours quelque incertitude dans la détermination de la lecture micrométrique correspondant à $D = 0$, et la plus légère erreur dans la position du disque suspendu devient très importante quand D est petit. Sir W. Thomson préfère, en conséquence, faire dépendre toutes les mesures de différences de la force électromotrice.

On a, en effet, si l'on désigne par V et V′ les potentiels correspondant aux distances D et D′,

$$V - V' = (D - D')\sqrt{\frac{8\pi g W}{A}}.$$

Par exemple, pour mesurer la force électromotrice d'une pile, on emploie deux électromètres.

On conserve le disque inférieur de l'électromètre principal à un potentiel constant, au moyen d'un condensateur, maintenu chargé, s'il le faut, par un rechargeur. On le vérifie en reliant le disque inférieur du principal électromètre au disque inférieur d'un électromètre auxiliaire, dont le disque suspendu est relié à la terre. La distance entre les disques de l'électromètre auxiliaire et la force nécessaire pour amener le disque suspendu dans son plan de visée étant constantes, nous savons, lorsque nous avons élevé le potentiel du condensateur jusqu'à amener le second électromètre au point de visée, que le potentiel du disque inférieur du principal électromètre dépasse celui de la terre d'une quantité constante, que nous appellerons V.

Si nous réunissons maintenant l'électrode positive de la pile à la terre, et si nous relions le disque suspendu du principal électromètre à l'électrode négative, la différence de potentiel entre les disques sera égale à $V + v$, v étant la force électromotrice de la pile.

Soient D la distance lue, dans ce cas, sur l'échelle micrométrique et D′ celle qui correspond au cas où le disque suspendu est relié à la terre; on a

$$v = (D - D')\sqrt{\frac{8\pi g W}{A}}.$$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

On peut ainsi mesurer avec l'électromètre de petites forces électromotrices v, lorsque les disques se trouvent à des distances faciles à mesurer. Lorsque cette distance est trop faible, une petite variation en occasionne une trop grande dans la force, puisqu'elle varie en raison inverse du carré de cette distance, de sorte qu'une erreur dans la mesure de la distance absolue en entraîne une très grande, à moins que la distance ne soit considérable en comparaison des limites d'erreur de la vis micrométrique.

L'effet des petites irrégularités de forme des surfaces du disque et de l'intervalle qui les sépare diminue en raison inverse du cube et des puissances plus élevées de la distance : quelle que soit la forme d'une surface ondulée dont les sommets affleurent une surface plane, l'effet électrique, à une distance considérable en comparaison de la largeur des ondulations, est le même que celui d'une surface plane située à une petite distance au-dessous du plan des sommets.

On établit, au moyen de l'électrisation auxiliaire, constatée par l'électromètre auxiliaire, un intervalle convenable entre les disques.

L'électromètre auxiliaire peut être d'une construction plus simple, dans laquelle rien n'est disposé pour déterminer la force d'attraction en mesures absolues, puisque tout ce qu'il faut, c'est d'assurer une électrisation constante. On peut donner à ce genre d'appareil le nom d'*électromètre de jauge*.

Cette méthode d'emploi d'une électrisation auxiliaire, en outre de l'électrisation à mesurer, s'appelle la *méthode hétérostatique d'électrométrie*, en opposition avec la méthode idiostatique, dans laquelle l'effet est produit en totalité par l'électrisation à mesurer.

Dans quelques formes de l'électromètre à disque attiré, ce disque est placé au bout d'un bras supporté par un fil de platine attaché en son centre de gravité et tendu par un ressort; l'autre bout du bras porte le cheveu que l'on amène au point de visée en changeant la distance entre les disques, et en ajustant ainsi la force de l'attraction électrique à une valeur constante. Dans ces électromètres, cette force n'est pas, en général, déterminée en mesures absolues, mais on sait qu'elle

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

reste constante, pourvu que la résistance de torsion du fil de platine ne varie pas.

L'ensemble de l'appareil est placé dans une bouteille de Leyde, dont la surface intérieure est chargée et reliée au disque attiré et à l'anneau; l'autre disque, manœuvré par la vis micrométrique, est relié d'abord à la terre, puis avec le conducteur dont on veut mesurer le potentiel. La différence des lectures, multipliée par une constante à déterminer pour chaque électromètre, donne le potentiel cherché.

Mesure du potentiel électrique.

206*. Pour déterminer de grandes différences de potentiel en mesures absolues, on peut employer l'électromètre à disque attiré, et comparer l'attraction avec l'effet d'un poids. Si nous mesurons, en même temps, la différence de potentiel des mêmes conducteurs au moyen d'un électromètre à quadrant, nous pourrons déterminer la valeur absolue de certaines lectures sur l'échelle de l'électromètre à quadrant, et déduire, de cette manière, la valeur de ses indications, en fonction du potentiel de la partie suspendue et du moment de torsion de l'appareil à suspension.

Nous pouvons, pour déterminer le potentiel d'un conducteur de dimensions finies, le relier à l'une des électrodes d'un électromètre, dont l'autre est reliée à la terre ou à un corps de potentiel invariable; les indications de l'électromètre donneront le potentiel du conducteur après la division de son électricité entre lui-même et l'électromètre auquel il est relié.

Soient :

K la capacité du conducteur;
K′ celle de cette partie de l'électromètre;
V et V′ les potentiels de ces corps avant leur mise en contact.

Leur potentiel commun, après leur contact, sera

$$\overline{V} = \frac{KV + K'V'}{K + K'};$$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

d'où, pour la valeur V du potentiel primitif du conducteur,

$$V = \overline{V} + \frac{K}{K'}(\overline{V} - V').$$

Si le conducteur n'est pas grand par rapport à l'électromètre, K′ sera comparable à K, et la valeur du second terme de l'expression sera douteuse, à moins que nous puissions déterminer les valeurs de K et de K′; mais, si nous pouvons rendre le potentiel de l'électrode presque égal à celui du corps avant le contact, l'incertitude des valeurs de K et de K′ aura peu d'importance.

Si nous connaissons la valeur du potentiel du corps avec assez d'approximation, nous pouvons charger l'électrode à ce potentiel, au moyen d'un rechargeur ou autrement de manière à obtenir, à l'expérience suivante, une approximation plus exacte. Nous pouvons ainsi mesurer le potentiel d'un conducteur dont la capacité est petite en comparaison de celle de l'électromètre.

Mesure du potentiel en un point dans l'air.

207*. *Première méthode.* — Plaçons au point donné une sphère, de rayon petit en comparaison de sa distance aux conducteurs électrisés; relions-la à la terre, par un fil fin, transportons-la dans un électromètre et mesurons sa charge totale.

Si l'on désigne par V le potentiel au point donné, et par a le rayon de la sphère, sa charge sera $-Va = Q$, et si V′ est le potentiel de la sphère, mesuré par un électromètre placé dans une salle dont les murailles sont reliées à la terre, on aura

$$Q = V'a,$$

d'où

$$V + V' = 0,$$

c'est-à-dire que le potentiel du point où se trouvait le centre de la sphère est égal et opposé au potentiel de la sphère isolée, puis transportée dans une salle, après avoir été reliée à la terre.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Cette méthode a été appliquée par Delmann de Creuznach pour mesurer le potentiel à une certaine hauteur au-dessus de la terre ([1]).

Deuxième méthode. — Nous avons supposé la sphère placée au point donné, reliée d'abord à la terre, puis isolée et portée dans un espace entouré d'une matière conductrice à un potentiel nul.

Supposons maintenant que l'on transporte un fil fin métallique et isolé depuis l'électrode de l'électromètre jusqu'au point dont il faut mesurer le potentiel. Déchargeons d'abord entièrement la sphère : on peut le faire en la plaçant dans un vase du même métal, qui l'entoure presque entièrement, et en lui faisant toucher ce récipient. Transportons maintenant la sphère ainsi déchargée au contact de l'extrémité du fil. Puisque la sphère n'est pas électrisée, elle sera au potentiel de l'air en ce point. Si le fil électrode est au même potentiel, il ne sera pas affecté par le contact, mais s'il est à un potentiel différent, il se rapprochera plus qu'auparavant de celui de l'air, par son contact avec la sphère. Le potentiel de l'électromètre se rapprochera ainsi de plus en plus de celui de l'air au point donné, par une suite d'opérations de ce genre, consistant à décharger alternativement la sphère, puis à l'amener au contact de l'électrode.

208*. Nous pouvons, afin de mesurer le potentiel d'un conducteur sans le toucher, mesurer le potentiel de l'air en un point quelconque dans le voisinage du conducteur et calculer le sien d'après ces résultats. S'il existe un creux presque environné par le conducteur, le potentiel, en un point quelconque de l'air de cette cavité, sera, à très peu près, égal à celui du conducteur.

Sir W. Thomson a vérifié, de cette manière, que si deux conducteurs, l'un de cuivre et l'autre de zinc, sont en contact métallique, le potentiel de l'air, dans la cavité entourée par le zinc, est positif par rapport à celui de l'air dans la cavité entourée par le cuivre.

Troisième méthode. — Si nous pouvons, par un moyen

([1]) *Comparer* n° 50.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

quelconque, détacher de l'extrémité de l'électrode une série de petits corps, le potentiel de l'électrode se rapprochera de celui de l'air environnant. On peut réaliser cette conception en faisant tomber de la grenaille, du sable, ou de l'eau, à travers un tube relié à l'électrode. Le point dont on mesure le potentiel est celui auquel l'écoulement cesse d'être continu et se brise en parties ou en gouttes séparées.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

CHAPITRE XII.

MESURES DES RÉSISTANCES ÉLECTRIQUES.

209*. On peut considérer, dans l'état actuel de la Science électrique, la détermination de la résistance électrique d'un conducteur comme l'opération fondamentale de l'électricité, dans le même sens que la détermination des poids est l'opération capitale de la Chimie.

La raison en est que la détermination, en mesures absolues, des autres grandeurs électriques, telles que les quantités d'électricité, les forces électromotrices et les courants, exigent, dans chaque cas, une série d'opérations compliquées comprenant, en général, des observations de temps, des mesures de distances et des déterminations de moments d'inertie, qui doivent être répétées, en totalité ou en partie, à chaque détermination nouvelle, parce qu'il est impossible de conserver une unité d'électricité, de force électromotrice ou de courant, dans un état invariable, de façon à en disposer pour une comparaison directe.

Mais, lorsqu'on a une fois déterminé la résistance électrique d'un conducteur de forme convenable et d'un métal convenablement choisi, ce qui est d'ailleurs très difficile, on constate qu'elle reste toujours invariable, à la même température, de sorte qu'on peut l'employer comme un étalon de résistance auquel on peut comparer celle des autres conducteurs. La comparaison de deux résistances est une opération qui comporte une extrême exactitude.

Une fois l'unité de résistance déterminée, on en a construit, sous forme de bobines de résistance, des reproductions maté-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

rielles, pour l'usage des électriciens, de sorte que l'on peut, dans toutes les parties du monde, exprimer les résistances électriques en fonction des mêmes unités. Ces bobines de résistance sont actuellement les seuls étalons électriques que l'on puisse conserver, reproduire et employer pour les mesures.

Les mesures des capacités électriques, qui sont aussi très importantes, sont encore défectueuses, à cause de l'influence perturbatrice de l'absorption électrique.

210*. *Unités diverses de résistance.* — L'unité de résistance peut être complètement arbitraire, comme dans le cas de l'étalon de Jacobi, formé d'un certain fil de cuivre de $22^{gr},4932$, de $7^{mm},61975$ de long et de $0^{mm},667$ de diamètre; Leyser, de Leipzig, en a fait quelques reproductions.

Suivant une autre méthode, on peut définir l'unité comme la résistance d'une portion d'une substance définie, de dimensions données. C'est ainsi que l'unité Siemens est définie comme la résistance d'une colonne de mercure d'un mètre de long et d'un millimètre carré de section, à la température de 0°.

211*. *Unités électromagnétiques.* — On peut encore définir l'unité de résistance en fonction du système d'unités électrostatiques ou électromagnétiques : en pratique, on emploie le système électromagnétique dans toutes les opérations télégraphiques, de sorte que les seules unités systématiques actuellement en usage appartiennent à ce système.

Dans le système électromagnétique, la résistance est une quantité homogène avec une vitesse et peut être, par conséquent, exprimée comme une vitesse.

212*. *Unité de Weber et de l'Association britannique* (B. A. *ou ohm*). — Les premières mesures actuelles exécutées d'après ce système furent faites par Weber, qui employa pour unité le millimètre par seconde : Sir W. Thomson employa ensuite le pied par seconde; mais un grand nombre de physiciens s'accordent maintenant à adopter l'unité de l'Association britannique, qui s'exprime par une vitesse de 10 millions de mètres par seconde. La grandeur de cette unité convient mieux que

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

celle de Weber, qui est trop petite : on la désigne parfois sous le nom d'*unité* B. A, mais, le plus souvent, sous le nom de Ohm, qui a découvert les lois de la résistance.

213*. Il faut, pour se représenter la valeur de cette unité en mesures absolues, se rappeler que la distance du pôle à l'équateur, suivant le méridien de Paris, est de 10 millions de mètres, de sorte qu'un corps qui irait, en une seconde, du pôle à l'équateur, le long de ce méridien, aurait une vitesse représentée théoriquement par un ohm, dans le système électromagnétique.

Je dis théoriquement, parce que, si l'on arrivait, par des recherches plus exactes, à démontrer que l'ohm, tel qu'on le construit d'après les étalons matériels de l'Association britannique, n'est pas représenté réellement par cette vitesse, les électriciens ne changeraient pas ces étalons, mais leur appliqueraient un coefficient de correction; de même, le mètre est théoriquement la dix-millionième partie du quart d'un certain méridien, et, si l'on découvrait qu'il n'en est pas exactement ainsi, on ne changerait pas la longueur du mètre, mais les dimensions de la Terre seraient exprimées par un nombre moins simple.

D'après le système de l'Association britannique, la valeur absolue de l'unité est *originellement choisie* de manière à représenter, aussi exactement que possible, une quantité dérivée du système électromagnétique absolu.

214*. *Reproduction des étalons.* — Dès que l'on a construit une unité matérielle représentant cette quantité abstraite, on peut en reproduire des copies avec la plus grande exactitude, plus exactes, par exemple, que la reproduction des mesures métriques.

Ces copies, exécutées avec les métaux les plus durables, sont distribuées dans toutes les parties du monde, de sorte que l'on pourrait probablement s'en procurer sans difficulté, si l'on venait à en perdre l'original.

Mais on reconstruit sans peine, et avec une grande exactitude, des unités telles que celle de Siemens, de sorte que l'on peut, étant donné le rapport de l'ohm à l'unité Siemens,

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

reproduire l'ohm sans en avoir une copie étalon, bien qu'avec plus de peine et moins d'exactitude que par une simple copie.

Enfin, l'ohm peut encore être reproduit par la méthode électromagnétique par laquelle on l'a déterminé à l'origine; cette méthode, beaucoup plus laborieuse que la détermination du mètre par le pendule à secondes, est probablement moins exacte que la méthode précédente. D'autre part, la détermination de l'unité électromagnétique en fonction de l'ohm, avec une exactitude au niveau des progrès de la Science électrique, est une recherche physique des plus importantes, bien digne d'être reprise.

Les bobines de résistance construites pour représenter l'ohm sont composées d'un alliage de 2 d'argent pour 1 de platine. Les fils, de $0^{mm},5$ à $0^{mm},8$ de diamètre, ont 1^{m} à 2^{m} de long. Ils sont soudés à de grosses électrodes en cuivre. Le fil lui-même est recouvert de deux couches de soie, plongé dans de la paraffine et enfermé dans un étui de laiton, de manière à pouvoir être facilement amené à la température pour laquelle sa résistance est exactement d'un ohm. Cette température est indiquée sur le support isolant de la bobine.

Sur la forme des bobines de résistance.

215*. Les bobines de résistance consistent en un conducteur que l'on peut intercaler facilement dans un circuit voltaïque, de façon à y introduire une résistance connue.

Les électrodes, ou extrémités de la bobine, doivent être telles qu'il ne puisse se produire aucune erreur du fait de leur mode d'attache. Pour les grandes résistances, il suffit de faire les électrodes en gros fils de cuivre, bien amalgamés à leurs extrémités, serrées sur des plaques de cuivre amalgamées plongées dans du mercure.

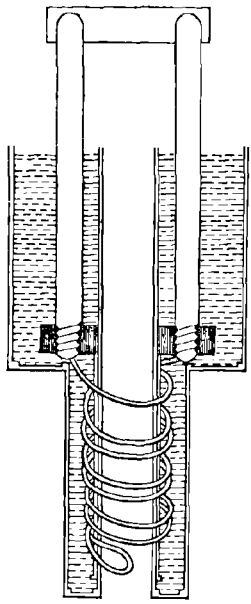
Pour de très grandes résistances, il suffit que les électrodes soient en gros fil de laiton et les attaches constituées par l'insertion d'un coin de laiton ou de cuivre dans l'intervalle qui les sépare : cette méthode d'attache est très satisfaisante.

L'hélice de la bobine de résistance est formée d'un fil bien recouvert de soie, dont les bouts sont soudés aux électrodes.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

La bobine doit être disposée de manière que l'on puisse facilement observer sa température : elle est, à cet effet, enroulée sur un tube recouvert lui-même d'un autre tube, de manière à pouvoir être plongée dans de l'eau qui ait accès à l'intérieur et à l'extérieur de l'hélice.

Fig. 44.



Afin d'éviter les effets électromagnétiques du courant, le fil est d'abord doublé sur lui-même, puis enroulé (*fig.* 44) sur le tube intérieur, de sorte qu'il y ait, dans toutes les parties de la bobine, des courants égaux et opposés le long des parties adjacentes du fil.

Lorsqu'on désire maintenir les deux hélices à la même température, les fils sont parfois placés côte à côte et enroulés ensemble; cette méthode d'enroulement est surtout utile quand il est plus important d'assurer l'égalité de la résistance que de connaître sa valeur absolue, comme dans le cas des bras égaux du pont de Wheatstone (n° 221).

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Dans les premiers essais de mesures des résistances, on employa une bobine de résistance formée d'un fil métallique nu enroulé dans la rainure en hélice d'un cylindre isolant; on appela cet appareil un *rhéostat*. On constata bientôt que l'exactitude avec laquelle on peut comparer les résistances est incompatible avec l'emploi d'appareils à contacts aussi imparfaits que ceux du rhéostat : on s'en sert néanmoins encore pour graduer les résistances, quand on n'a pas besoin de mesures très exactes.

Les bobines de résistance sont, en général, constituées par des métaux très résistants et dont la résistance varie peu avec la température. Le melchior remplit bien ces conditions, mais ses propriétés changent quelquefois avec le temps : on n'a donc employé, pour la construction des étalons, que des métaux purs et un alliage de platine et d'argent, dont on a constaté l'invariabilité des résistances relatives, pendant plusieurs années, avec la plus grande précision (1).

216*. *Bobines de grande résistance.* — Pour de très grandes résistances, comme celles de plusieurs millions d'ohms, le fil doit être très long ou très mince : la construction des bobines est coûteuse et difficile; on a donc proposé, pour la construction des étalons de grande résistance, le tellure et le sélénium.

Philips a récemment proposé une méthode de construction ingénieuse et facile (2). On trace, sur un morceau d'ébonite ou de verre dépoli, un trait fin au crayon et l'on joint, aux électrodes métalliques, les extrémités de ce mince filament de graphite; on recouvre le tout d'un vernis isolant. Si l'on constate que la résistance de ces traits de crayon reste constante, ils constitueront le meilleur moyen d'obtenir des résistances de plusieurs millions d'ohms.

217*. *Disposition des bobines en séries.* — Il existe plusieurs moyens d'introduire facilement, dans un circuit, des bobines de résistance.

---

(1) Des expériences plus récentes indiquent une petite variation de résistance avec le temps.

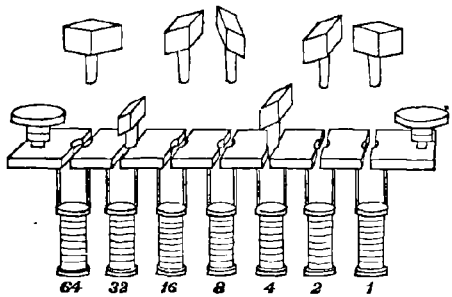
(2) *Phil. Mag.*, juillet 1870.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

On peut, par exemple, placer en séries, dans une boîte, des bobines de résistances 1, 2, 4, 8, 16, suivant les puissances de 2.

Les électrodes sont formées (*fig.* 45) de fortes plaques de laiton, disposées à l'extérieur de la boîte, de manière qu'en insérant entre elles une clef de dérivation on puisse retrancher du circuit la résistance de la bobine. Cette disposition a été imaginée par Siemens.

Fig. 45.



Chaque intervalle entre les électrodes est marqué d'un chiffre indiquant la résistance de la bobine correspondante, de sorte que, si l'on veut obtenir une résistance égale à 107, par exemple, nous pouvons réaliser la résistance 107, sur l'échelle binaire, par la série $64 + 32 + 8 + 2 + 1$ ou 1101011, nous enlevons ensuite les clefs des trous correspondant à 64, 32, 8, 2 et 1 et nous laissons ceux des trous 4 et 16.

Cette méthode, fondée sur la numération binaire, est celle qui exige le plus petit nombre de bobines séparées et que l'on peut vérifier avec le plus de promptitude; car, si nous disposons d'une autre bobine égale à 1, nous pouvons vérifier l'égalité de 1 et de 1′, puis de $1 + 1'$ et de 2, puis celle de $1 + 1' + 2$ et de 4, etc....

Le seul désavantage que présente cette méthode est d'exiger une habitude de la notation binaire que ne possèdent pas, en général, les personnes habituées à exprimer tous les nombres suivant le système décimal.

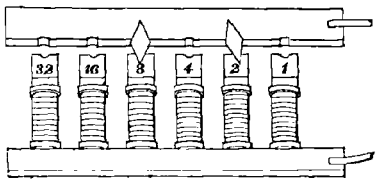
218*. *Disposition des bobines en arc multiple.* — On peut

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

disposer les boîtes de résistances différemment, pour mesurer les conductibilités au lieu des résistances.

Les bobines sont disposées (*fig.* 46) de manière que l'une des extrémités de chacune d'elles soit reliée à une longue barre métallique épaisse formant une électrode de la boîte, et l'autre à une forte pièce de laiton, comme dans la première boîte.

Fig. 46.



L'autre électrode de la boîte est constituée par une longue plaque de laiton, telle qu'on puisse, en insérant des clefs entre elle et les électrodes des bobines, la relier à la première électrode par une série quelconque de bobines : la conductibilité de la boîte est la somme des conductibilités des bobines.

Sur la *fig.* 46, dans laquelle les résistances des bobines sont égales à 1, 2, 4, ... et où les clefs sont insérées dans 2 et 8, la conductibilité de la boîte est égale à $\frac{1}{2} + \frac{1}{8} = \frac{5}{8}$, et sa résistance à $\frac{8}{5}$ ou à 1,6.

Cette méthode de groupement des bobines de résistance, pour la mesure des résistances fractionnelles, a été introduite par Sir W. Thomson, sous le nom de *méthode des arcs multiples* (n° 158).

Comparaison des résistances.

219*. *Méthode de Ohm.* — Soient :

E la force électromotrice d'une pile;

R la résistance de la pile et de ses annexes, y compris le galvanomètre employé pour les mesures;

I l'intensité du courant quand le circuit est fermé;

$I_1 I_2$ cette intensité après l'introduction de résistances additionnelles $r_1 r_2$.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

On a, d'après la loi de Ohm,

$$E = IR = I_1(R + r_1) = I_2(R + r_2).$$

En éliminant E, force électromotrice de la pile, et R, résistance de la pile et de ses annexes, on trouve la formule de Ohm

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{(I - I_1)I_2}{(I_1 - I_2)I_1}.$$

Cette méthode exige la mesure des rapports de I, I_1 et I_2, ce qui suppose un galvanomètre gradué pour les mesures absolues.

Si les résistances r_1 et r_2 sont égales, $I_1 = I_2$, et l'on peut vérifier l'égalité des courants par un galvanomètre incapable d'en déterminer les rapports.

Mais il faut considérer ce qui précède plutôt comme exemple d'une méthode défectueuse que comme une méthode pratique de détermination des résistances. En effet, la force électromotrice E ne peut être maintenue rigoureusement constante, et la résistance intérieure de la pile est aussi des plus variables, de sorte qu'on ne saurait se fier à une méthode qui les considérerait comme constantes, même pendant un temps très court.

220*. *Galvanomètre différentiel.* — On peut comparer les résistances avec une extrême précision, par l'une des deux méthodes suivantes, dont les résultats sont indépendants des variations de R et de E.

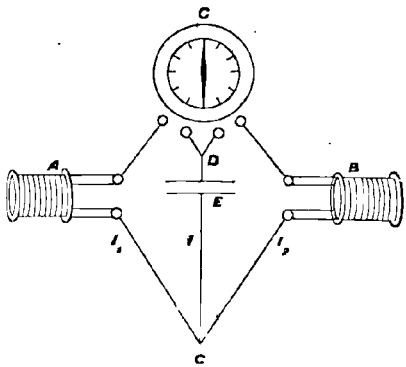
Première méthode. — Elle comporte l'emploi d'un galvanomètre différentiel, appareil dans lequel se trouvent deux bobines à courants indépendants, de sorte qu'elles agissent sur l'aiguille du galvanomètre dans des directions opposées quand les courants les parcourent en sens contraire, et que leur action résultante sur l'aiguille est nulle quand le rapport de ces courants est égal à $\frac{m}{n}$, par exemple. Soient I_1, I_2 les courants qui traversent les deux hélices du galvanomètre; la déviation δ de l'aiguille est donnée par une expression de la forme

$$\delta = mI_1 - nI_2.$$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Supposons maintenant que le courant de la pile soit partagé entre les bobines et introduisons respectivement, dans la première et dans la seconde bobine, les résistances A et B (*fig.* 47); désignons par α et β les résistances de leurs hélices et de leurs annexes, par r la résistance de la pile et de ses accessoires entre C et D, et par E sa force électromotrice.

Fig. 47.



Nous trouvons alors, par la loi de Ohm, pour la différence de potentiels entre C et D, l'expression

$$C - D = I_1(A + \alpha) = I_2(B + \beta) - E - Ir$$

et, puisque $I_1 + I_2 = I$,

$$I_1 = E\frac{B + \beta}{D}, \quad I_2 = E\frac{A + \alpha}{D}, \quad I = E\frac{A + \alpha + B + \beta}{D},$$

d'où, pour la déviation de l'aiguille du galvanomètre

$$\delta = \frac{E}{D}[m(B + \beta) - n(A + \alpha)].$$

Si la déviation de l'aiguille est inappréciable, on en déduit que la quantité entre crochets ne peut différer de zéro que d'une petite valeur qui dépend de la puissance de la pile, de l'excellence de la disposition, de la délicatesse du galvanomètre et de la précision de l'observateur.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Supposons que l'on ait ajusté B de manière à ne pas avoir de déviation sensible.

Remplaçons le conducteur A par un autre A′, ajusté de manière qu'il n'y ait pas encore de déviation apparente : on a évidemment, comme première approximation,

$$A = A'.$$

Pour vérifier le degré d'exactitude de cette approximation, désignons par des accents les quantités changées dans la seconde observation; on aura

$$m(B + \beta) - n(A + \alpha) = \frac{D}{E}\delta,$$

$$m(B + \beta) - n(A' + \alpha) = \frac{D'}{E'}\delta',$$

d'où

$$n(A' - A) = \frac{D}{E}\delta - \frac{D'}{E'}\delta'.$$

Si δ et δ', au lieu d'être apparemment nuls, avaient été seulement égaux, le second membre de l'équation ne serait pas nul, à moins que l'on n'eût $E = E'$; en fait, la méthode ne serait qu'une modification de celle que nous avons déjà décrite.

Le mérite de cette méthode consiste dans ce que le fait observé est l'absence de toute déviation; en d'autres termes, c'est une méthode de réduction au zéro, dans laquelle on constate la non-existence d'une force par une observation dans laquelle la force aurait probablement produit un effet mesurable, si elle avait différé de zéro d'une certaine petite quantité.

Ces méthodes de réduction au zéro ont une grande valeur, mais on ne peut les employer que si l'on fait intervenir, dans l'expérience, deux quantités égales et opposées en même temps.

Dans le cas qui nous occupe, δ et δ' sont des quantités trop petites pour pouvoir être observées, de sorte que les variations de E n'affectent pas l'exactitude des résultats.

On pourrait déterminer le degré actuel d'exactitude de cette méthode en faisant plusieurs observations, dans chacune desquelles on ajuste séparément A′, et en comparant

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

le résultat de chaque observation avec la moyenne de toute la série.

En modifiant l'ajustement de A′ d'une quantité donnée, par exemple par l'insertion entre A et B d'une résistance additionnelle égale au centième de A ou de B, puis en observant ensuite la déviation de l'aiguille du galvanomètre, nous pouvons estimer le nombre de degrés correspondant à une erreur de 1 pour 100.

Nous pouvons, pour déterminer le degré actuel de précision de la mesure, évaluer la plus petite déviation qui ne puisse échapper à l'observation, et la comparer à la déviation due à une erreur de 1 pour 100.

S'il s'agit de comparer A et B, et si l'on intervertit leurs positions, la seconde équation devient

$$m(A+\beta)-n(B+\alpha)=\frac{D'}{E'}\delta',$$

d'où

$$(m+n)(B-A)=\frac{D}{E}\delta-\frac{D'}{E'}\delta'.$$

Si m et n, A et B, α' et β, sont approximativement égaux, on a

$$B-A=\frac{1}{2nE}(A+\alpha)(A+\alpha+2r)(\delta'-\delta),$$

$\delta'-\delta$ étant la plus petite déviation observable du galvanomètre.

Si l'on rend le fil du galvanomètre plus long et plus mince, en lui conservant la même masse totale, n variera proportionnellement à la longueur du fil, et α comme son carré. L'expression

$$\frac{(A+\alpha)(A+\alpha+2r)}{n}$$

atteindra donc une valeur minima pour

$$\alpha=\tfrac{1}{3}(A+r)\left(2\sqrt{1-\frac{3}{4}\frac{r^2}{(A+r)^2}}-1\right),$$

ou, si la résistance de la pile, r, est petite en comparaison de A, pour

$$\alpha=\tfrac{1}{3}A,$$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

c'est-à-dire, *lorsque la résistance de chacune des hélices du galvanomètre sera égale au tiers de la résistance à mesurer.*

On trouve alors

$$B - A = \frac{8}{9}\frac{A^2}{nE}(\delta' - \delta).$$

Si nous faisons passer le courant à travers l'une seulement des bobines du galvanomètre, et si la déviation, que l'on suppose rigoureusement proportionnelle à la force déviatrice, est alors égale $\alpha'\Delta$, on a, pour $a = o$ et $a = \frac{1}{3}A$,

$$\Delta = \frac{mE}{A + \alpha + r} = \frac{3}{4}\frac{nE}{A}, \quad \text{d'où} \quad \frac{B - A}{A} = \frac{2}{3}\frac{\delta - \delta'}{\Delta}.$$

Dans le galvanomètre différentiel, deux courants produisent des effets égaux et opposés sur l'aiguille suspendue. La force avec laquelle chacun de ces courants agit sur l'aiguille dépend, non seulement de son intensité, mais aussi de la position des enroulements du fil par rapport à l'aiguille. Le rapport $\frac{m}{n}$ peut donc, à moins que le fil ne soit très soigneusement enroulé, varier avec la position de l'aiguille : il est donc nécessaire de déterminer ce rapport par des méthodes convenables, pendant le cours de chaque expérience, si l'on soupçonne quelque changement dans la position de l'aiguille.

Deuxième méthode. — L'autre méthode par annulation, dans laquelle on emploie le pont de Wheatstone, n'exige qu'un galvanomètre ordinaire, et la nullité observée de la déviation de l'aiguille est due, non pas à l'antagonisme de deux courants, mais à la non-existence d'un courant dans le fil.

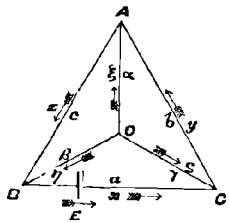
Nous avons donc, non seulement une déviation nulle, mais aussi un courant nul, comme phénomène observé, et il ne peut se produire aucune erreur du fait d'un manque de régularité ou d'un changement quelconque dans les hélices du galvanomètre : le galvanomètre doit seulement être assez sensible pour dénoncer l'existence et la direction d'un courant, sans en déterminer aucunement la valeur ni la comparer à celle d'un autre courant.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

221*. *Pont de Wheatstone.* — Le pont de Wheatstone consiste essentiellement (*fig.* 48) en six conducteurs reliant quatre points.

On fait agir une force électromotrice E entre deux de ces points, par l'introduction d'une pile entre B et C; on mesure par un galvanomètre le courant entre les deux autres points O et A.

Fig. 48.



Dans certaines circonstances, ce courant s'annule; les conducteurs BC et OA sont alors *conjugués,* ce qui implique une certaine relation entre la résistance des quatre autres conducteurs, relation qui permet de mesurer les résistances.

Si le courant dans OA est nul, le potentiel du point O doit être le même qu'en A. Or nous pouvons, connaissant les potentiels de B et de C, déterminer ceux de O et de A par la règle du n° 157, pourvu qu'il n'y ait pas de courant dans OA : ils sont donnés par les expressions

$$O = \frac{B\gamma + C\beta}{\beta + \gamma}, \quad A = \frac{Bb + Cc}{b + c},$$

d'où la condition

$$b\beta = c\gamma,$$

b, c, β, γ étant les résistances de CA, AB, BO et OC.

Nous devons, pour déterminer le degré d'exactitude que l'on peut atteindre par cette méthode, connaître l'intensité du courant dans OA quand cette condition n'est pas exactement remplie.

Soient

A, B, C, O les quatre points;
x, y, z les courants des conducteurs BC, CA et AB;

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

a, b, c leurs résistances;
ξ, η, ζ, α, β, γ les courants et les résistances des conducteurs OA, OB, OC;
E la force électromotrice suivant BC.

Cherchons à déterminer le courant ξ suivant OA.

Désignons par A, B, C, O les potentiels en ces points; les équations de conduction sont

$$\begin{aligned} ax &= B - C + E, & \alpha\xi &= O - A, \\ by &= C - A, & \beta\eta &= O - B, \\ cz &= A - B, & \gamma\zeta &= O - C; \end{aligned}$$

et les équations de continuité,

$$\begin{aligned} \xi + y - z &= 0, \\ \eta + z - x &= 0, \\ \zeta + x - y &= 0. \end{aligned}$$

En considérant le système comme formé de trois circuits OBC, OCA, OAB, de courants x, y, z, et en appliquant à chaque circuit la règle de Kirchhoff (n° 158), on éliminera les valeurs des potentiels O, A, B, C et des courants ζ, η, ξ, et l'on obtiendra, pour x, y, z, les équations suivantes :

$$\begin{aligned} (\alpha + \beta + \gamma)x - \gamma y - \beta z &= E, \\ -\gamma x + (b + \gamma + \alpha)y - \alpha z &= 0, \\ -\beta x - \alpha y + (c + \alpha + \beta)z &= 0. \end{aligned}$$

En posant

$$D = \begin{vmatrix} a + \beta + \gamma & -\gamma & -\beta \\ -\gamma & b + \gamma + \alpha & -\alpha \\ -\beta & -\alpha & c + \alpha + \beta \end{vmatrix},$$

on trouve donc

$$\xi = \frac{E}{D}(b\beta - c\gamma)$$

et

$$x = \frac{E}{D}[(b + \gamma)(c + \beta) + \alpha(b + c + \beta + \gamma)].$$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

222*. On peut écrire la valeur de D sous la forme symétrique

$$D = abc + bc(\beta + \gamma) + ca(\gamma + \alpha) + ab(\alpha + \beta) + (a + b + c)(\beta\gamma + \gamma\alpha + \alpha\beta)$$

ou, en remplaçant a par la résistance B de la pile intercalée dans ce conducteur, et α par la résistance G du galvanomètre intercalé dans α,

$$D = BG(b + c + \beta + \gamma) + B(b + \gamma)(c + \beta) + G(b + c)(\beta + \gamma) + bc(\beta + \gamma) + \beta\gamma(b + c).$$

Si la force électromotrice E agissait suivant OA, de résistance encore égale à α, et si l'on plaçait le galvanomètre en BC, toujours de résistance a, la valeur de D ne changerait pas, et le courant BC, dû à la force électromotrice agissant suivant OA, serait égal au courant OA, dû à la force électromotrice E dans BC.

Mais, si l'on se contente d'échanger simplement la pile et le galvanomètre, et de relier, sans changer les résistances respectives, la pile à O et A et le galvanomètre à B et à C, nous devons, dans l'expression de D, permuter les valeurs de B et de G : on trouve, en désignant par D′ la valeur de D après cette permutation,

$$\begin{aligned} D' - D &= (G - B)[(b + c)(\beta + \gamma) - (b + \gamma)(\beta + c)] \\ &= (B - G)[(b - \beta)(c - \gamma)]. \end{aligned}$$

Supposons que la résistance du galvanomètre soit supérieure à celle de la pile.

Supposons aussi que, dans sa position primitive, le galvanomètre réunisse la jonction des deux conducteurs de moindre résistance, β et γ, à celle des deux conducteurs plus résistants b et c; ou, en d'autres termes, que les quantités b, c, γ, β étant rangées dans l'ordre de leurs grandeurs, b et c soient reliés ensemble, ainsi que β et γ. Les quantités $b - \beta$ et $c - \gamma$ sont alors de même signe, leur produit est positif, et $D' - D$ est du même signe que $B - G$.

Si donc le galvanomètre relie la jonction des deux plus grandes résistances à celle des deux plus faibles, et si sa rési-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

stance est plus grande que celle de la pile, la valeur de D sera moindre et celle de la déviation du galvanomètre plus grande que si les liaisons étaient interverties.

La règle pour obtenir la plus grande déviation du galvanomètre, dans un système donné, est donc la suivante :

Des deux résistances, celle de la pile et celle du galvanomètre, relier la plus grande au système, de manière que les deux plus grandes résistances soient réunies aux deux plus petites des quatre autres résistances.

223*. Soit à déterminer le rapport des résistances des conducteurs AB et AC en trouvant, sur le conducteur BOC, un point O tel que, lorsque les points A et O sont reliés par un fil dans lequel se trouve intercalé un galvanomètre, il ne se produise aucune déviation sensible de l'aiguille quand on fait agir la pile entre B et C.

Le conducteur BOC peut être supposé formé d'un fil de résistance uniforme, divisé en parties égales, de sorte que le rapport des résistances de BO et de CO puisse se lire immédiatement.

On peut aussi ne constituer d'un fil uniforme que les parties voisines du point O, le reste, de chaque côté de ce point, étant constitué par des bobines, de forme quelconque et de résistances exactement connues.

Nous emploierons maintenant une notation différente de la notation symétrique précédente.

Soient

R la résistance totale de BAC,
S » de BOC.

Désignons par

c la valeur $c = mr$,
b » $b = (1 - m)\mathrm{R}$,
B » $\mathrm{B} = ns$,
y » $y = (1 - n)\mathrm{S}$.

La valeur de n se lit directement. On en déduit celle de m quand il n'y a pas de déviation sensible au galvanomètre.

Désignons par B la résistance de la pile et de ses annexes, par G celle du galvanomètre et de ses annexes.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

On a, comme précédemment,

$$D = G[BR + BS + RS] + m(1 - m)R^2(B + S) + n(1 - n)S^2(B + R) + (m + n - 2mn)BRS$$

et, si l'on désigne par ξ le courant du fil du galvanomètre,

$$\xi = \frac{ERS}{D}(n - m).$$

Nous pouvons, afin d'obtenir les résultats les plus exacts, rendre la déviation de l'aiguille aussi grande que possible en comparaison de la valeur $(n - m)$: on y arrive en choisissant convenablement les dimensions du galvanomètre et du fil de résistance étalon.

On peut démontrer que, lorsqu'on change la forme d'un fil de galvanomètre dont la masse reste invariable, la déviation de l'aiguille, par unité de courant, est proportionnelle à la longueur du fil, tandis que sa résistance augmente proportionnellement au carré de sa longueur; il en résulte que la déviation maxima se produit quand la résistance du fil du galvanomètre est égale à la résistance constante du reste du circuit.

Dans le cas actuel, si δ est la déviation, on a

$$\delta = C\sqrt{G\xi},$$

C étant une constante et G la résistance du galvanomètre, qui varie proportionnellement au carré de la longueur du fil; il faut donc, dans la valeur de D correspondant au maximum de δ, rendre la valeur du facteur qui renferme G égale au reste de l'expression.

Si nous avons, en même temps, $m = n$, comme c'est le cas si notre observation est faite exactement, nous trouvons, pour la meilleure valeur de G,

$$G = n(1 - n)(R + S).$$

On arrive facilement à ce résultat en considérant la résistance de A en O, dans le système, et en se rappelant que BC, étant conjugué à AO, n'a pas d'effet sur cette résistance.

Nous démontrerions de la même manière que, l'aire totale

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

des surfaces actives de la pile étant donnée, la disposition la meilleure des éléments de la pile a lieu quand on a

$$B = \frac{RS}{R+S}.$$

Nous pouvons enfin déterminer la valeur de S telle qu'un changement donné dans la valeur n produise la plus grande déviation galvanométrique possible; on trouve, en différentiant l'équation par rapport à ξ,

$$S^2 = \frac{BR}{B+R}\left[R + \frac{G}{n(1-n)}\right].$$

Si l'on doit déterminer un grand nombre de résistances de valeurs peu différentes, il peut y avoir avantage à préparer spécialement un galvanomètre et une pile : on trouve qu'il faut, pour obtenir dans ce cas les meilleurs résultats, satisfaire aux conditions

$$S = R, \quad B = \frac{R}{2}, \quad G = 2n(1-n)R;$$

de plus, si $n = \frac{1}{2}$ G,

$$G = \frac{1}{2} R.$$

Emploi du pont de Wheatstone.

224. Nous avons déjà exposé la théorie générale du pont de Wheatstone : nous allons en considérer maintenant quelques applications.

La comparaison que l'on peut établir avec la plus grande exactitude est celle de deux résistances égales.

Désignons par β (*fig.* 49) une bobine de résistance étalon et rendons la résistance de γ égale à celle de β.

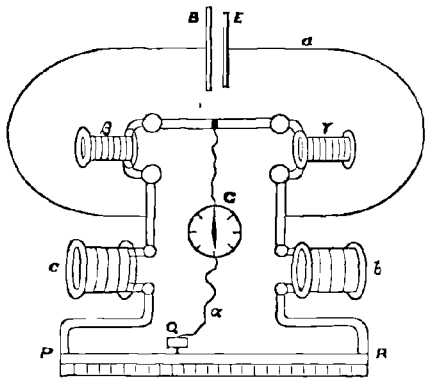
Les deux autres bobines b et c présentent des résistances à peu près ou tout à fait égales, et les quatre bobines ont leurs électrodes plongées dans des godets de mercure, de façon que le courant de la pile se divise en deux branches formées, l'une de β et de γ, et l'autre de b et de c. Les bobines b et c

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

sont reliées par un fil PR, de résistance aussi uniforme que possible et muni d'une échelle divisée en parties égales.

Le fil du galvanomètre relie la jonction de β et de γ à un point Q du fil PR, que l'on déplace jusqu'à ce que l'on n'observe plus de déviation de l'aiguille galvanométrique en fermant d'abord le circuit de la pile, puis celui du galvanomètre.

Fig. 49.



On déplace alors les bobines β et γ et l'on détermine une nouvelle position du point Q : si cette position coïncide avec la première, nous savons que l'interversion de β et de γ n'a pas produit de changement dans les rapports des résistances et que γ est, par conséquent, bien ajusté.

S'il faut déplacer Q, le sens et la grandeur de son déplacement indiqueront la nature et la valeur du changement qu'il faut faire subir au fil γ pour rendre sa résistance égale à celle de β.

Si les résistances des bobines b et c, comprenant chacune la partie du fil PR allant jusqu'au zéro de l'échelle, sont égales à celles de b et de c divisions de ce fil, et si l'on désigne par x et y les divisions de l'échelle correspondant à chacune des deux positions du point Q, on a, dans ces deux cas,

$$\frac{c+x}{b-x}=\frac{\beta}{\gamma},\quad \frac{c+y}{b-y}=\frac{\gamma}{\beta},$$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

d'où

$$\frac{\gamma^2}{\beta^2} = 1 + \frac{(b+c)(y-x)}{(c+x)(b-y)}.$$

Puisque $b-y$ est à peu près égal à $c+x$ et que ces deux quantités sont considérables par rapport à x ou y, on peut écrire

$$\frac{\gamma^2}{\beta^2} = 1 + 4\frac{y-x}{b+c}$$

et

$$\gamma = \beta\left(1 + 2\frac{y-x}{b+c}\right).$$

La résistance γ étant ajustée aussi bien que possible, remplaçons b et c par des bobines, par exemple, dix fois plus résistantes.

La différence qui subsiste entre β et γ produira maintenant, dans la position du point Q, une différence dix fois plus grande qu'avec les bobines primitives b et c, de sorte que nous pouvons ainsi augmenter indéfiniment l'exactitude de l'observation.

L'ajustement de γ au moyen d'un fil à contact glissant s'opère plus rapidement et avec plus de continuité qu'à l'aide d'une boîte de résistance.

On ne doit jamais substituer la pile au galvanomètre dans le fil à contact mobile, car le passage d'un courant puissant au point de contact dégraderait la surface du fil; cette disposition s'adapte donc au cas où la résistance de la pile est moindre que celle du galvanomètre.

Lorsqu'on se donne la résistance à mesurer γ, la résistance a de la pile et la résistance α du galvanomètre, les meilleures valeurs à donner aux autres quantités sont, comme l'a démontré M. Oliver Heaviside [1], les suivantes :

$$c = \sqrt{a\alpha}, \quad b = \sqrt{a\gamma\frac{\alpha+\gamma}{a+\gamma}}, \quad \beta = \sqrt{\alpha\gamma\frac{a+\gamma}{\alpha+\gamma}}.$$

---

[1] *Phil. Mag.*, février 1873.

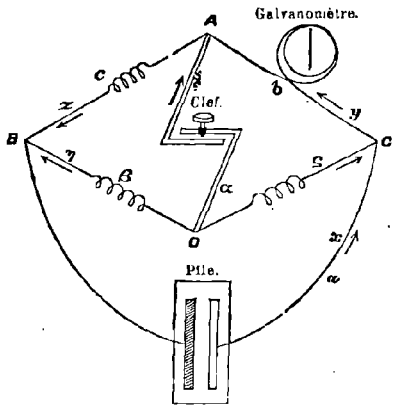
IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Méthode de Thomson (1) pour la détermination de la résistance du galvanomètre.

225. Sir W. Thomson a employé avec avantage une disposition analogue au pont de Wheatstone pour déterminer la résistance du galvanomètre en fonctionnement; elle lui fut suggérée par la méthode de Mance (n° 226).

Plaçons la pile, comme précédemment (*fig.* 50), entre B

Fig. 50.



et C et le galvanomètre en CA au lieu de OA. Si $b\beta - c\gamma = 0$, le conducteur OA est conjugué de BC, car il n'y a pas, dans OA, d'autre courant produit par la pile de BC, de sorte que l'intensité du courant, dans les autres conducteurs, est indépendant de la résistance de OA : donc, si le galvanomètre est placé en CA, sa déviation restera la même, que la résistance de OA soit grande ou petite.

On voit si cette déviation reste constante quand O et A sont reliés par un conducteur de faible résistance et quand cette liaison est rompue, et, si nous y arrivons par un ajustement convenable des conducteurs, nous savons que la résistance du

(1) *Proceedings Royal Society*, 19 janvier 1871.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

galvanomètre est alors égale à

$$b = \frac{c\gamma}{\beta},$$

c, γ, β étant des bobines de résistances connues.

On remarquera que, tout en n'étant pas une méthode de réduction au zéro, en ce sens que le courant qui traverse le galvanomètre n'est pas annulé, cette méthode s'en rapproche par le caractère négatif du fait observé, à savoir que la déviation du galvanomètre n'est pas changée quand on produit un certain contact. Une observation de ce genre a plus de valeur que celle de l'égalité de deux déviations du même galvanomètre, car, dans ce cas, l'intensité du courant de la pile, ou la sensibilité du galvanomètre, a le temps de changer, tandis que, lorsque la déviation reste constante en dépit de certaines variations que nous pouvons répéter à loisir, nous pouvons être assurés que le courant est complètement indépendant de ces variations.

La détermination de la résistance de la bobine d'un galvanomètre peut s'effectuer facilement par l'emploi ordinaire du pont de Wheatstone, en plaçant un second galvanomètre en OA. Dans la méthode que nous venons de décrire, le galvanomètre lui-même mesure sa propre résistance.

Méthode de Mance pour la détermination de la résistance des piles [1].

226. La mesure de la résistance des piles en fonctionnement présente des difficultés très grandes, puisque cette résistance change considérablement quelque temps après les variations du courant qui les traverse. Avec la plupart des méthodes ordinairement employées pour mesurer la résistance des piles, il se produit, dans le cours des opérations, des variations du courant telles, que le résultat de ces opérations est incertain.

Dans la méthode de Mance, qui ne présente pas ces objec-

---

[1] *Proceedings Royal Society*, 19 janvier 1871.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

tions, la pile est placée en BC et le galvanomètre en CA; on rétablit ensuite, et l'on interrompt alternativement la communication de O avec A.

Si la déviation du galvanomètre ne change pas, OB est conjugué de CA, d'où $c\gamma = a\alpha$, et la résistance a de la pile se déduit en fonction des résistances connues c, γ, α.

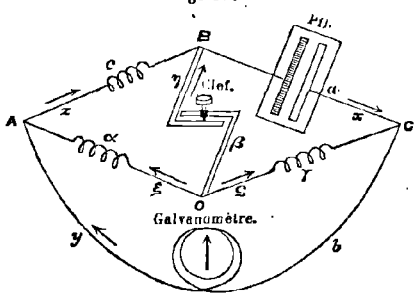
Lorsque la condition $c\gamma = a\alpha$ se trouve remplie, le courant qui traverse le galvanomètre est donné par l'expression

$$y = \frac{E\alpha}{b\alpha + c(b + \alpha + \gamma)},$$

indépendante de la résistance β entre O et B.

Pour éprouver la sensibilité de la méthode, supposons que la condition $c\gamma = a\alpha$ soit à peu près remplie, que y_0 désigne le courant traversant le galvanomètre quand O et B sont reliés

Fig. 51.



par un conducteur de résistance insensible et y_1 ce courant quand les conducteurs sont complètement séparés.

Nous devons, pour trouver ces valeurs, faire $\beta = 0$ et $= \infty$ dans la formule générale de y, et comparer les résultats.

On trouve ainsi

$$\frac{y_0 - y_1}{y} = \frac{\alpha}{\gamma}\,\frac{c\gamma - a\alpha}{(c - \alpha)(\alpha + \gamma)}$$

y_0 et y_1 étant supposés si peu différents que nous pouvons, lorsque leur différence n'est pas en question, les égaler l'un et l'autre à y, valeur du courant pour un ajustement parfait.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Puisque le galvanomètre est le plus sensible quand sa déviation est petite, il convient d'amener son aiguille presque au zéro, au moyen d'aimants fixes, avant de faire le contact entre O et B.

Dans cette méthode de mesure des résistances de la pile, la pile n'est pas dérangée pendant l'opération, de sorte que l'on peut mesurer sa résistance pour une intensité donnée de courant, de manière à déterminer les effets de cette intensité sur sa résistance.

Soient y le courant dans le galvanomètre, x_0, x_1 les courants dans la pile quand la clef est ouverte ou fermée; on a

$$x_0 = y\left(1 + \frac{b}{\alpha + \gamma}\right), \quad x_1 = y\left[1 + \frac{b}{\gamma} + \frac{\alpha c}{\gamma(\alpha + c)}\right],$$

la résistance de la pile est

$$\alpha = \frac{c\gamma}{\alpha}$$

et sa force électromotrice

$$E = y\left[b + c + \frac{c}{\alpha}(b + \gamma)\right].$$

La méthode du n° 225, pour déterminer la résistance du galvanomètre, ne diffère de celle-ci qu'en ce que l'on interrompt et rétablit le contact entre O et A, au lieu de O et B; en intervertissant α et β on trouve, pour ce cas,

$$\frac{y_0 - y_1}{y} = \frac{\beta}{\gamma}, \quad \frac{c\gamma + b\beta}{(c + \beta)(\beta + \gamma)}.$$

Comparaison des forces électromotrices.

227*. La méthode suivante de comparaison des forces électromotrices voltaïques et thermo-électriques, lorsque aucun courant ne traverse les systèmes, n'exige qu'une série de bobines de résistance et une pile constante.

Supposons que la force électromotrice E de la pile soit supérieure à celles des électromoteurs à comparer.

Si l'on interpose une résistance suffisante R_1 entre les points A_1, B_1 du circuit primaire $EB_1A_1E_1$, la force électro-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

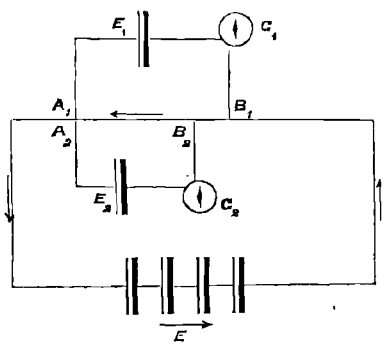
motrice de B_1 en A_1 peut être rendue égale à celle de l'électromoteur E_1. Si les électrodes de cet électromoteur sont alors reliées aux points A_1, B_1, il ne passera pas de courant par l'électromoteur.

En plaçant un galvanomètre G_1 dans le circuit de l'électromoteur E_1, et en ajustant la résistance entre A_1 et B_1 jusqu'à ce que le galvanomètre G_1 n'indique plus de courant, on arrive à l'équation

$$E_1 = R_1 C,$$

dans laquelle R_1 désigne la résistance entre A_1 et B_1, et C l'intensité du courant dans le circuit primaire.

Fig. 52.



On a de même, en prenant un second électromoteur E_2 et en plaçant ses électrodes en A_2 et B_2, de manière que le galvanomètre G_2 n'indique pas de courant, l'équation

$$E_2 = R_2 C,$$

R_2 étant la résistance entre A_2 et B_2.

Si les observations des galvanomètres G_1, G_2 sont simultanées, la valeur C du courant du circuit primaire est la même dans les deux équations, et l'on a

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{R_1}{R_2}.$$

On peut ainsi comparer la force électromotrice de deux

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

électromoteurs [1]. La force électromotrice absolue d'un électromoteur peut se mesurer, soit électrostatiquement par l'électromètre, soit électromagnétiquement par un galvanomètre absolu.

Cette méthode, dans laquelle, au moment de la comparaison, il n'y a pas de courant dans les électromoteurs, est une modification de celle de Poggendorff; elle est due à M. Latimer Clark, qui en a déduit les valeurs suivantes de forces électromotrices :

				Solution concentrée de		Volts.
Daniell	I.	Zinc amalgamé	$H^2SO^4 + 4Aq$	$CuSO^4$	Cuivre...	1,079
»	II.	»	$H^2SO^4 + 12Aq$	»	» ...	0,978
»	III.	»	$H^2SO^4 + 12Aq$	$Cu^2(HO^3)$	» ...	1
Bunsen	I.	»	»	HNO^3	Carbone..	1,964
»	II.	»	»	poids spéc. 1,38	» ..	1,888
Grove ...		»	$H^2SO^4 + 4Aq$	HNO^3	Platine...	1,956

[1] On peut comparer un nombre quelconque de piles au moyen d'un seul galvanomètre en reliant l'un des pôles de chaque pile à la même électrode du galvanomètre, les autres pôles étant reliés, par des clefs séparées, aux points A_1, A_2, ... du fil, et les clefs étant abaissées, une seule à la fois, mais en succession rapide.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

CHAPITRE XIII.

RESISTANCE ÉLECTRIQUE DES CORPS.

228. On peut diviser les corps en trois classes, relativement au passage de l'électricité à travers leur substance.

La première classe comprend tous les métaux et leurs alliages, quelques sulfures et d'autres composés renfermant des métaux, auxquels on peut ajouter le carbone sous forme de charbon de cornue et le sélénium cristallisé.

Dans ces substances, la conduction a lieu sans aucune décomposition ou altération de leur nature, soit à l'intérieur du corps, soit aux points par où le courant entre dans le corps ou le quitte : dans toutes ces substances, la résistance augmente avec la température.

La seconde classe est formée par les substances appelées *électrolytes,* parce que le courant y produit une décomposition du corps en deux composants qui apparaissent aux électrodes. En règle générale, une substance est un électrolyte seulement quand elle est sous la forme liquide, bien que certaines substances coïloïdes, telles que le verre à 100°, et qui sont apparemment solides, soient des électrolytes. Il résulterait des expériences de Brodie que certains gaz sont susceptibles d'électrolyse sous une force électromotrice puissante.

Dans tous les corps qui conduisent l'électricité par électrolyse, la résistance diminue quand la température augmente.

La troisième classe renferme les corps dont la résistance est si grande que c'est seulement par les méthodes les plus délicates que l'on peut y constater le passage de l'électricité : on les appelle *diélectriques.* A cette classe appartiennent un

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

grand nombre de corps solides, dont beaucoup sont électrolytes à l'état de fusion; quelques liquides, tels que le naphte, la térébenthine, la paraffine fondue, etc.; les gaz et les vapeurs. Le carbone sous forme de diamant et le sélénium amorphe appartiennent à cette classe.

La résistance de cette classe de corps est énorme par rapport à celle des métaux, elle diminue quand la température augmente. Il est difficile, en raison de la grande résistance de ces corps, de s'assurer si le faible courant qui peut les traverser n'est pas accompagné d'électrolyse.

Résistance électrique des métaux.

229. Il n'y a pas de branche de recherches électriques dans laquelle on ait fait des expériences plus nombreuses et plus délicates que dans celle de la détermination de la résistance des métaux. Il est de la plus haute importance pour les télégraphistes que le métal de leurs fils ait la plus faible résistance possible : on doit donc, avant de le choisir, exécuter des expériences de résistance. Lorsqu'il se présente une fuite sur la ligne, on ne trouve sa position que d'après les mesures de résistance, et ces mesures, auxquelles sont aujourd'hui employés beaucoup d'agents, exigent l'emploi de bobines de résistance construites avec des métaux dont on a déterminé avec soin les propriétés électriques.

Les propriétés électriques des métaux et de leurs alliages ont été étudiées avec grand soin par MM. Matthiessen, Vogt et Hockin, et par MM. Siemens, qui ont tant fait pour introduire des mesures électriques exactes dans la pratique.

Il résulte des recherches du Dr Matthiessen que l'effet de la température sur la résistance est à peu près le même pour un grand nombre de métaux *purs;* la résistance à 100° étant à la résistance à 0° à peu près comme $\frac{1,414}{1}$ ou $\frac{1}{0,707}$, ce rapport est de 1,645 pour le fer pur et de 1,458 pour le thallium pur.

Le Dr C.-W. Siemens a étudié la résistance des métaux sur une échelle de température beaucoup plus étendue, allant du point de congélation jusqu'à 350° et, dans certains cas, à 1000°; il a constaté que la résistance augmente avec la tem-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

pérature, mais d'autant moins vite qu'elle s'élève davantage. La formule qu'il considère comme s'accordant très exactement avec les résultats des observations faites aux basses températures par le Dr Matthiessen, et avec les siennes jusqu'à 1000°, est la suivante :

$$r = \alpha T^{\frac{1}{2}} + \beta T + \gamma,$$

T étant la température absolue comptée à partir de — 273°, et α, β, γ des constantes (1).

On trouve ainsi :

Pour le platine...	$r = 0{,}039369\,T^{\frac{1}{2}} + 0{,}00216407\,T - 0{,}2413$
» le cuivre...	$0{,}026577\,T^{\frac{1}{2}} + 0{,}0031443\,T - 0{,}22751$
» le fer.....	$0{,}072545\,T^{\frac{1}{2}} + 0{,}0038133\,T - 1{,}23971$

On peut, en partant de données de ce genre, déterminer la température d'un foyer en observant la résistance d'un fil de platine plongé dans ce foyer.

D'après le Dr Matthiessen, la résistance d'un alliage de deux métaux est souvent plus grande que celle que l'on calcule d'après les résistances des métaux séparés et d'après leur proportion. Dans le cas des alliages d'or et d'argent, la résistance est plus grande que pour l'or ou l'argent purs; elle varie peu avec la proportion de ces métaux, entre certaines limites de composition. Le Dr Matthiessen propose, pour cette raison, de prendre, pour reproduire les unités de résistance, un alliage formé de deux parties d'or en poids pour une d'argent.

Les changements de température produisent en général moins d'effet sur la résistance des alliages que sur celle des métaux composants.

Les bobines de résistance ordinaires sont donc fabriquées en melchior, à cause de la grande résistance de cet alliage et de son peu de variation avec la température.

On emploie aussi, pour les bobines étalons, un alliage de platine et d'argent.

---

(1) *Proceedings of the Royal Society*, 27 avril 1871.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

230*. Dans le Tableau suivant, R désigne la résistance en ohms d'une colonne de 1^m de long, pesant 1^{gr}, à 0°, et r la résistance en centimètres par seconde de 1^{cc}, d'après les expériences du Dr Matthiessen (1).

	Poids spécifique.		R.	r.	Accroissement de la résistance pour 1° de température à 20°.
Argent.....	10,50	étiré	0,1689	1609	0,377
Cuivre.....	8,95	»	0,1469	1642	0,388
Or	19,27	»	0,4150	2154	0,365
Plomb.....	11,391	comprimé	2,257	19847	0,387
Mercure	13,595	liquide	13,071	96146	0,072
Or 2, argent 1.	15,218	dur ou trempé	1,661	10988	0,065
Sélénium à 100°		cristallin		6×10^{13}	1,000

D'après les expériences de Matthiessen et de Hockin, la résistance d'une colonne de mercure de 1^m de long et pesant 1^{gr} serait égale, à 0°, à $13^{ohms},071$, de sorte que, le poids spécifique du mercure étant de 13,595, la résistance d'une colonne de 1^{mmq} de section et de 1^m de long est égale à $0^{ohm},96146$.

Résistance électrique des électrolytes.

231*. La mesure des résistances des électrolytes est rendue difficile par la polarisation des électrodes qui fait que leur différence de potentiel observée est plus grande que la force électromotrice qui produit le courant.

Cette difficulté peut être surmontée de différentes manières. Dans certains cas, on peut se débarrasser de la polarisation en employant des électrodes de matières convenables, telles que des électrodes en zinc pour les dissolutions de sulfate de zinc. En rendant la surface des électrodes très grande par rapport à la section de la partie de l'électrolyte dont on doit mesurer la résistance, et en employant des courants de courte durée, en sens alternativement opposés, on peut arriver à ef-

(1) *Phil. Mag.*, mai 1865.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

fectuer la mesure avant que le passage du courant ait excité une intensité de polarisation considérable.

Finalement, on peut éliminer complètement l'influence de la polarisation en faisant deux expériences, dans l'une desquelles le courant parcourt, dans l'électrolyte, un trajet beaucoup plus long que dans l'autre, et en ajustant la force électromotrice de manière que le courant et le temps pendant lequel il s'écoule soient à peu près les mêmes dans les deux cas.

232*. Dans les expériences du Dr Paalzow [1], les électrodes avaient la forme de grands disques placés dans des vases séparés remplis avec l'électrolyte et reliés par un long siphon plongeant dans les deux vases. On employait deux siphons de longueurs différentes.

Les résistances de l'électrolyte observées dans ces siphons étant R_1 et R_2, on les remplissait ensuite avec du mercure; soient R'_1 et R'_2 leurs nouvelles résistances.

Le rapport de la résistance de l'électrolyte à celle d'une masse de mercure de même forme à 0° C. se déduisait alors de la formule

$$\rho = \frac{R_1 - R_2}{R'_1 - R'_2}.$$

Nous devons, pour en déduire la résistance ρ d'une longueur de l'électrolyte de $0^m,01$, ayant une section de 1^{cq}, multiplier ces résultats par la valeur de r pour le mercure à 0° C. (n° 230).

Les résultats ainsi trouvés par Paalzow sont les suivants :

---

[1] *Berlin Monatsbericht*, 1868.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Mélanges d'acide sulfurique et d'eau.

	Températures.	Résistances comparées à celle du mercure.
H^2SO^4	15°	96950
$H^2SO^4 + 14H^2O$	19	14157
$H^2SO^4 + 13H^2O$	22	13310
$H^2SO^4 + 499H^2O$	22	184773

Sulfate de zinc et eau.

$ZnSO^4 + 23H^2O$	23°	194400
$ZnSO^4 + 24H^2O$	23	191000
$ZnSO^4 + 105H^2O$	23	354000

Sulfate de cuivre et eau.

$CuSO^4 + 45H^2O$	22°	202410
$CuSO^4 + 105H^2O$	22	339341

Sulfate de magnésie et eau.

$MgSO^4 + 34H^2O$	22°	199180
$MgSO^4 + 107H^2O$	22	324600

Acide chlorhydrique et eau.

$HCl + 15H^2O$	23°	13626
$HCl + 500H^2O$	23	86679

233*. MM. F. Kohlrausch et W.-A. Nippoldt [1] ont déterminé la résistance des mélanges d'acide sulfurique et d'eau. Ils employaient des courants magnéto-électriques alternatifs dont la force électromotrice variait de $\frac{1}{2}$ à $\frac{1}{14}$ de celle d'un élément de Grove, puis ils réduisaient, au moyen d'une pile thermo-électrique de cuivre et fer, la force électromotrice au $\frac{1}{429000}$ de celle d'un élément Grove.

Ils trouvèrent que la loi de Ohm s'appliquait à ces électrolytes sur toute l'échelle de ces forces électromotrices.

La résistance est maxima pour une dissolution renfermant $\frac{1}{3}$ environ d'acide sulfurique.

[1] *Pogg. Ann.*, p. 286, octobre 1869.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

La résistance des électrolytes diminue quand la température augmente; l'accroissement moyen de la conductibilité des mélanges d'acide sulfurique et d'eau par degré centigrade est donné au tableau suivant :

Résistances de mélanges d'acide sulfurique et d'eau à 22°C. en fonction de celle du mercure à 0°, par MM. Kohlrausch et Nippoldt.

Poids spécifiques à 18°,5.	Proportion d'acide sulfurique.	Résistance à 22° C (Hg = 1).	Accroissement de la conductibilité par degré centigrade en tant pour 100.
0,9985	0,0	746300	0,47
1,0000	0,2	465100	0,47
1,0504	8,3	34530	0,653
1,0989	14,2	18946	0,646
1,1431	20,2	14990	0,799
1,2045	28,0	13133	1,317
1,2631	35,2	13132	1,259
1,3163	41,5	14286	1,410
1,3547	46,0	15762	1,674
1,3994	50,4	17726	1,582
1,4482	55,2	20796	1,417
1,5026	60,3	25574	1,794

Résistance électrique des diélectriques.

234*. On a exécuté, pour en déterminer la puissance isolante, un grand nombre de déterminations de la résistance de la gutta-percha et d'autres matières employées comme isolants dans la fabrication des câbles télégraphiques.

On éprouve en général la matière après son application sur le fil conducteur qui fait fonction d'une des électrodes, la seconde étant constituée par l'eau du réservoir dans lequel est plongé le câble. Le courant passe ainsi au travers d'un cylindre de la matière isolante offrant une très grande surface sous une faible épaisseur.

On trouve que le courant n'est pas, ainsi que l'indique le galvanomètre, constant pendant les premiers instants de la mise en action de la force électromotrice : le premier effet

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

de cette action est la production d'un courant transitoire de grande intensité, dont la quantité d'électricité totale est celle qu'il faut pour charger les surfaces de l'isolant de la distribution superficielle d'électricité correspondant à la force électromotrice. Le premier courant n'est donc pas une mesure de la conductibilité, mais de la capacité de la couche isolante.

Mais, même après le passage de ce courant, le courant résiduel n'est pas constant et n'indique pas la véritable conductibilité de la substance. On constate que le courant continue à décroître pendant au moins une demi-heure, de sorte qu'une détermination de la résistance, d'après ce courant, donnerait une valeur plus considérable après un certain temps qu'aussitôt après l'application de la pile.

Ainsi, avec l'isolant de Hooper, la résistance apparente au bout de dix minutes était dix fois plus grande qu'après une minute, et vingt-trois fois plus grande après dix-neuf heures. Lorsque la direction de la force électromotrice est renversée, la résistance tombe aussi bas ou plus bas qu'à l'origine, et s'élève de nouveau.

Ces phénomènes paraissent dus à un état de la gutta-percha, auquel nous donnerons, faute d'un meilleur, le nom de *polarisation*, et que l'on peut comparer, d'autre part, à l'état d'une série de bouteilles de Leyde chargées en cascade, ou d'une pile secondaire de Ritter.

Si l'on réunit une serie de bouteilles de Leyde de grande capacité en séries, au moyen de conducteurs de grande résistance, tels que les fils de coton mouillés des expériences de Gaugain, l'action d'une force électromotrice sur cette série produira un courant diminuant, ainsi que l'indique le galvanomètre, jusqu'à ce que les bouteilles soient chargées complètement.

La résistance apparente de cette série augmenterait, et cela sans limite, si le diélectrique des bouteilles était un isolant parfait. Si l'on supprime la force électromotrice, et si l'on réunit les extrémités de la série, on observe un courant en sens contraire, dont la quantité totale serait, dans le cas d'un isolant parfait, la même que celle du courant direct.

On observe des effets analogues dans le cas de la pile secondaire, avec cette différence que l'isolement final n'est pas aussi

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

bon et que la capacité, par unité de surface, est immensément plus grande.

Dans le cas du câble recouvert de gutta-percha, on constate que, après avoir appliqué la pile pendant une demi-heure, il se produit, quand on relie le fil à l'électrode extérieure, un courant inverse, qui dure quelque temps et ramène graduellement le système à son état primitif.

Ces phénomènes sont de même espèce que ceux indiqués par la charge résiduelle de la bouteille de Leyde, avec cette différence que la polarisation est beaucoup plus grande dans la gutta-percha que dans le verre.

L'état de polarisation paraît une propriété de direction de la matière qui exige, pour se manifester, non seulement une force électromotrice, mais aussi le passage, par déplacement ou autrement, d'une grande quantité d'électricité, et ce passage exige un temps considérable. Une fois l'état de polarisation acquis, il existe, dans la substance, une force électromotrice inverse qui agit jusqu'à ce qu'elle ait produit un courant inverse égal, en quantité totale, au premier, ou jusqu'à ce que l'état de polarisation ait pris fin, par une véritable conduction à travers la substance.

Toute la théorie des phénomènes que l'on a appelés *décharge résiduelle, absorption d'électricité* ou *polarisation*, etc., mérite d'être soigneusement étudiée, et conduira probablement à d'importantes découvertes sur la structure interne des corps.

235*. La résistance de la plupart des diélectriques diminue quand la température augmente.

C'est ainsi que la résistance de la gutta-percha est près de vingt fois plus grande à 0° qu'à 24°. MM. Bright et Clark ont trouvé que la formule suivante :

$$R = r \times 0,8878^t$$

donne, d'accord avec leurs expériences, la résistance R de la gutta-percha à $T^\circ + t^\circ$ en fonction de sa résistance r à T°; le coefficient varie de 0,8871 à 0,9.

M. Hockin a vérifié ce fait curieux que la résistance de la gutta-percha n'acquiert sa valeur correspondante que plu-

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

sieurs heures après que la gutta s'est élevée à la température donnée.

La température n'agit pas autant sur la résistance du caoutchouc.

La résistance de la gutta-percha augmente considérablement par la pression.

Le Tableau suivant donne, en ohms, la résistance du mètre cube de différentes espèces de gutta-percha employées pour les câbles [1].

Nom du câble.	
Mer Rouge	$0,267 \times 10^{12}$ à $0,362 \times 10^{12}$
Malte-Alexandrie	$1,23 \times 10^{12}$
Golfe Persique	$1,80 \times 10^{12}$
Atlantique (deuxième câble)	$3,42 \times 10^{12}$
Câble de Hooper (golfe Persique)	$74,7 \times 10^{12}$
Gutta-percha à 24°	$3,53 \times 10^{12}$

236. La Table suivante, calculée d'après les expériences de M. Buff [2], donne la résistance du mètre cube de verre en ohms, à différentes températures:

Températures.	Résistances.
200°	227000
250	13900
300	1480
350	1035
400	735

237. M. Ch. Varley [3] a récemment étudié le passage des courants à travers les gaz raréfiés; il a constaté que la force électromotrice E est égale à la somme d'une quantité constante E_0 et d'une autre fonction du courant suivant la loi de Ohm, de sorte que l'on a

$$E = E_0 + RC.$$

Par exemple, la force électromotrice nécessaire pour déterminer le commencement d'un courant à travers un certain

(1) *Jenkin's Cantor Lectures.*
(2) *Annalen der Chemie und Pharmacie,* Band XC, 257 (1864).
(3) *Proc. R. S.*, 12 janvier 1871.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

tube était de 323^{el} Daniell, mais 304 suffisaient pour maintenir le courant. L'intensité du courant mesuré par le galvanomètre était proportionnelle au nombre des éléments supérieur à 304 : ainsi pour 305^{el}, la déviation était 2,4 pour 306,6, pour 307, etc., jusqu'à 380 ou 304 + 76, pour lequel la déviation était de 150, ou de 76 × 1,97.

Il résulte de ces expériences qu'il existe une sorte de polarisation des électrodes dont la force électromotrice est égale à celle de 304^{el} Daniell, et que la pile est employée, jusqu'à cette force, à établir cet état de polarisation. Lorsque la polarisation maxima est établie, l'excès de force électromotrice au-dessus de celle des 304^{el} est employée à maintenir le courant, suivant les lois de Ohm.

La loi des courants dans les gaz raréfiés est donc très analogue à celle des courants dans les électrolytes, en tenant compte de la polarisation des électrodes.

Nous rappellerons, à ce propos, les résultats obtenus par Thomson [1], qui trouva que la force électromotrice nécessaire pour produire une étincelle dans l'air est proportionnelle, non pas à la distance des électrodes, mais à cette distance augmentée d'une quantité constante. La force électromotrice correspondant à cette constante peut être considérée comme l'intensité de polarisation des électrodes.

238*. MM. Wiedemann et Ruhlmann ont récemment étudié [2] le passage de l'électricité à travers les gaz. Le courant était produit par une machine de Holtz, et la décharge avait lieu entre des électrodes sphériques, dans un tube métallique de gaz raréfié. Les décharges étaient, en général, discontinues, et l'on mesurait leurs intervalles au moyen d'un miroir tournant sur l'axe de la machine. On observait les images d'une série de décharges au moyen d'un héliomètre à objectif divisé, ajusté de manière que l'image de chaque décharge vînt coïncider avec l'autre image de la suivante. On put obtenir ainsi des résultats parfaitement constants. On constata que la quantité d'électricité de chaque décharge est indépendante de l'intensité

---

(1) *Proceedings Royal Society*; 1860. — *Reprint of papers*, etc., Ch. XIX.
(2) *Berichte der Königl. Sachs. Gesellschaft*, 20 octobre 1871.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

du courant et de la matière des électrodes, et qu'elle dépend de la nature et de la densité des gaz, de la distance et de la forme des électrodes.

Ces recherches confirment l'observation de Faraday [1] : que la tension électrique (n° 46) nécessaire pour occasionner la décharge disruptive à la surface d'un conducteur est un peu moindre quand l'électrisation est négative que lorsqu'elle est positive, mais qu'il passe beaucoup plus d'électricité dans la décharge quand elle commence sur une surface positive; elles tendent aussi à confirmer l'hypothèse que la couche de gaz condensée à la surface de l'électrolyse joue un rôle important dans le phénomène, et elles indiquent que cette condensation est maxima sur l'électrode positive.

Note sur le pont de Wheatstone.

La méthode suivante de détermination du courant, dans le galvanomètre du pont de Wheatstone, a été donnée par le professeur Maxwell; dans ses dernières Leçons elle présente un bon exemple de méthode d'étude d'un système de conducteurs linéaires. Elle a été communiquée au présent éditeur par le professeur J.-A. Fleming, d'University College Nottingham. Cette méthode admet simplement la loi de Ohm pour chaque conducteur; elle considère que la force électromotrice totale, le long d'un circuit linéaire, est égale à la somme des forces électromotrices des différents conducteurs qui forment le circuit, ou à la somme des produits des résistances de chacun des conducteurs par le courant qui le traverse, les courants étant pris dans le sens de leur circulation.

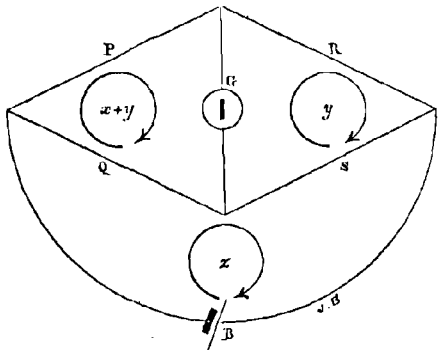
Soient P, Q, S, R, G et B les résistances des conducteurs qui constituent le pont, disposés comme sur la *fig.* 53. On peut considérer les six conducteurs comme formant trois circuits indépendants PGQ, RSC, QSB; désignons par $x+y$, y et z les courants de ces circuits, circulant chacun suivant les flèches. Le courant actuel est alors en Q, $z-x-y$, en S, $z-y$ en S_1, et x en G. La force électromotrice entre les extrémités de Q

[1] *Exp. Res.*, 1501.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

est égale à $Q(z-y-x)$, ..., et de même pour les autres conducteurs. La force électromotrice, nulle dans les deux premiers circuits, est égale, dans le troisième, à E. Nous avons donc,

Fig. 53.



en appliquant la loi de Ohm à chacun des circuits successivement, les équations suivantes :

$$(\mathrm{I})\quad \begin{cases} (P+G+Q)\overline{x+y} - Gy - Qz = 0, \\ (R+S+G)y \quad - Sz - G\overline{x+y} = 0, \\ (Q+S+B)z \quad - Sy - Q\overline{x+y} = E; \end{cases}$$

ou

$$(\mathrm{II})\quad \begin{cases} (P+G+Q)x + (P+Q)y - Qz = 0, \\ -Gx \quad + (R+S)y - Sz = 0, \\ -Qx \quad - (S+Q)y + (Q+S+B)z = E; \end{cases}$$

d'où, pour x,

$$x = \frac{E\begin{vmatrix} \overline{P+Q} & -Q \\ \overline{R+S} & -S \end{vmatrix}}{\Delta} = \frac{E(QR-PS)}{\Delta},$$

Δ étant le déterminant du système d'équations (II).

La condition de nul courant dans le galvanomètre est $x=0$, ou

$$QR - PS = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{P}{Q} = \frac{R}{S}.$$

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

La règle pour obtenir les équations de courant (I) est la suivante :

Multiplier chaque signe du cycle (ou chaque courant) par la somme de toutes les résistances qui bornent ce cycle, en retrancher le produit du signe de chaque cycle adjacent par la résistance qui sépare les cycles, puis égaler le résultat à la force électromotrice du cycle.

On voit que cette méthode n'est qu'une simple conséquence de la seconde loi de Kirchhoff, mais la règle précédente est d'une application très commode.

FIN

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

TABLE DES MATIÈRES.

	Pages
PRÉFACE DU TRADUCTEUR	a
NOTICE SUR LES TRAVAUX DU PROFESSEUR MAXWELL	I
Cavendish	II
Faraday	III
Lignes de force	IV
Sens des lignes de force	IV
Tubes unités	V
Magnétisme	VII
Fantômes magnétiques	VII
Œrsted	VIII
Action des courants sur les aimants	VIII
Règle de Maxwell	VIII
Ampère	IX
Circuits fermés	X
Feuillets magnétiques	X
Actions électromagnétiques	X
Disque d'Arago	XI
Expérience de Faraday	XI
Loi de Lenz	XII
Loi de Maxwell	XII
Le téléphone	XIII
État électrotonique	XIII
Momentum électromagnétique	XIII
Extra-courant	XIV
Action du magnétisme sur la lumière	XIV
Milieu tourbillonnaire de Maxwell	XV
Vortex	XVI
Nature de l'électricité	XVIII
Courants parallèles	XXI
L'induction	XXII
Perméabilité magnétique	XXIII
Courants secondaires	XXIII
Loi de Lenz	XXIV
Décharge	XXIV
Électricité statique	XXV

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Pages
Unité électrostatique d'électricité XXVII
Unité électromagnétique d'électricité XXVII
Rapport des unités électrostatique et électromagnétique XXVIII
Vitesse de la lumière XXIX
Opacité des conducteurs XXIX
Transparence des électrolytes. Anomalie des feuilles d'or XXIX
Relation entre la capacité inductive spécifique et l'indice de réfraction XXX
Corps diamagnétiques et paramagnétiques XXXII
Action à distance XXXIII
Appareil représentatif de l'induction XXXIV
Mémoires de Cavendish XXXVII
PRÉFACE DE L'ÉDITEUR XLI
FRAGMENT DE LA PRÉFACE DE MAXWELL XLIII

CHAPITRE I.

PRÉLIMINAIRES.

1. Expériences I. Électrisation par le frottement 1
2. » II Électrisation d'un conducteur 2
3. » III. Électrisation positive et négative 4
4. » IV. Électrophores 5
5. *Force électromotrice* 5
6. *Potentiel* 6
7. Potentiel d'un conducteur 7
8. » des métaux en contact 7
9. Surfaces équipotentielles 8
10. *Potentiel, pression et températures* 8
11. Expérience V. Électroscope à feuilles d'or 10
12. » V. » » » 12
13. Électromètre à quadrant de Thomson 13
14. Appareils idiostatiques et hétérostatiques 15
15. Isolateurs 16
16. Appareils divers 17

CHAPITRE II.

CHARGES DES CORPS ÉLECTRISÉS.

17. Expérience VI. Corps électrisés dans un vase fermé 19
18. » VII. Comparaison des charges de deux corps 21
19. » VIII. Électrisation d'un vase fermé égale et opposée à celle du corps renfermé 21
20. » IX. Décharge complète d'un corps 22

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Pages

21. Expérience X. Communiquer à un corps une charge égale à *n* fois une charge donnée 22
22. *Cinq lois des phénomènes électriques* .....
    I. Corps isolés 24
    II. Dans un système de corps pendant la conduction 24
    III. » » » » l'électrisation 24
    IV. Électrisation égale et opposée des deux électrodes d'un diélectrique 24
    V. Nulle électrisation sur la surface interne d'un conducteur.. 25

CHAPITRE III.

ÉNERGIE ET TRAVAIL ÉLECTRIQUE.

23. Définition du travail et de l'énergie dans un système conservatif. 27
24. *Principe de la conservation de l'énergie*. Exemples 28
25. Définition du *potentiel électrique* 29
26. Relation entre la force électromotrice et des surfaces équipotentielles 29
27. *Diagramme indicateur du travail électrique* 30
28. » » » » » 31
29. *Superposition des effets électriques* 32
30. Charges et potentiel d'un système de corps 33
31. *Énergie d'un système de corps électrisé* 34
32. Travail dépensé en passant d'un état électrique à un autre 35
33. $P = \frac{dQ}{dE}$ 36
34. $Z(EP') = Z(E'P)$. Théorème de Green 37
35. Variations corrélatives de l'énergie et du potentiel 38
36. $E = \frac{dQ}{dP}$ 39
37. Réciprocité des potentiels 39
38. » des charges 40
39. Théorème de Green sur les potentiels et les charges 41
40. Travail mécanique pendant le déplacement d'un système isolé... 42
41. Travail mécanique pendant le déplacement d'un système à potentiel constant 43

CHAPITRE IV.

LE CHAMP ÉLECTRIQUE.

42. Deux conducteurs séparés par un milieu isolant 45
43. Milieu diélectrique ou champ électrique 45

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Exploration du champ électrique.

Pages
44. Expérience XI. Par un petit corps électrisé..... 45
45. » XII. Par deux disques..... 46
46. *Tension électrique*..... 48
47. Expérience XIII. Plan d'épreuve de Coulomb..... 49
48. » XIV. Force électromotrice en un point..... 51
49. » XV. Potentiel en un point du champ. Deux sphères. 51
50. » XVI. » » » » Une sphère... 51
51. *Surfaces équipotentielles*..... 52
52. Méthode réciproque. Expérience XVII..... 53
53. Méthode fondée sur le théorème V. Expérience XVIII..... 53
54. *Lignes de force électriques*..... 54

CHAPITRE V.

LOI DES LIGNES D'INDUCTION DE FARADAY.

55. Loi de Faraday..... 57
56. Vase conducteur fermé..... 57
59. Lignes de force..... 58
58. Propriété des *tubes d'induction*..... 58
59. » » 55
60. Cellules..... 59
61. Énergie..... 61
62. Déplacement..... 63
63. Tension..... 63
64. *Analogies physiques*, leur emploi..... 65
65. » » 66
66. Limite des analogies..... 67
67. Chambre de Faraday..... 67
68. » » 69
69. Courants..... 70
70. Déplacement..... 70
71. Théorèmes..... 70
72. Induction et force..... 72
73. Extrémités positives et négatives..... 72
74. Tubes ouverts..... 72
75. Uniformité du potentiel, absence d'électrisation dans un récipient conducteur fermé ne renfermant pas de conducteur électrisé... 73
76. id..... 73
77. *Superposition des systèmes électriques*..... 74
78. Théorème de Thomson..... 74
79. Exemple..... 75
80. Électricité induite de première et de seconde espèce..... 76

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

CHAPITRE VI.

CAS PARTICULIERS D'ÉLECTRISATION.

Pages
81. Sphères concentriques 79
82. Unité d'électricité 81
83. Force électromotrice en un point 81
84. Définition de la force électromotrice 82
85. Loi de Coulomb 82
86. Valeur du potentiel dû à une sphère uniformément électrisée 82
87. Capacité d'une sphère 85
88. Deux sphères concentriques. Bouteille de Leyde 87
89. *Deux plans parallèles* 88
90. Force entre deux plans 90
91. Électromètres à disques attirés de Thomson 90
92. Problème inverse de l'électrostatique 91
93. Surfaces et lignes équipotentielles pour des charges de 20 et de 5 unités 93
94. Surfaces des lignes équipotentielles pour des charges opposées dans le rapport $\frac{+4}{-1}$ 94
96. Surfaces et lignes équipotentielles d'un point électrisé dans un champ de force uniforme 97
97. Usage et emploi des lignes de force par Faraday 100
98. Méthode employée pour le tracé des diagrammes 102

CHAPITRE VII.

LES IMAGES ÉLECTRIQUES.

99. Introduction 107
100. Idée des images dérivées de l'optique 107
101. Image électrique au centre d'une sphère 109
102. Un point extérieur et une sphère 110
103. Deux sphères 112
104. Calcul des potentiels quand les charges sont données 114
105. Densité superficielle induite sur une sphère par un point électrique 114
106. Densité superficielle sur deux sphères. Ligne neutre 116

CHAPITRE VIII.

CAPACITÉ ÉLECTROSTATIQUE.

107. Capacité d'un condensateur 119
108. Coefficient des condensateurs 120

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Pages
109. *Comparaison de deux condensateurs* 121
110. Méthode de Thomson avec quatre condensateurs 122
111. Condition de nul effet 123

CHAPITRE IX.

LE COURANT ÉLECTRIQUE.

112. Convection par un pendule de sureau 127
113. Courant de conduction dans un fil ; vitesse 128
114. Déplacement et décharge .....
115. Classification des corps suivant leur faculté de transporter l'électricité, conducteurs, électrodes, anode, cathode, force électromotrice externe, métaux électrolytes et diélectriques 130

Métaux.

116. *Loi de Ohm* 130
117. Production de la chaleur 131

Électrolytes.

118. Anion et cation. Équivalents électrochimiques 132
119. Loi de Faraday. Force nécessaire pour produire l'électrolyse 133
120. Polarisation 133
121. Expériences d'Helmholtz 134
122. Exactitude de la loi de Faraday 135
123. Mesures de résistances. Loi de Ohm pour les électrolytes 135
124. Théorie de Clausius 136
125. » » 138
126. Vitesse des ions 138
127. Conductibilité moléculaire d'un électrolyte 138
128. Expériences de Kohlrausch 139
129. Actions secondaires 140

Diélectriques.

130. Déplacement 141
131. Capacité diélectrique des solides y compris les cristaux 141
132. Capacité diélectrique des solides, des liquides et des gaz 143
133. *Décharge disruptive.* Analogies mécaniques et électriques 144
134. Charges résiduelles 146
135. *Illustration mécanique* 145
136. Ténacité électrique des gaz 148
137. Pouvoir isolant des gaz 149
138. Expérience 149
139. Vapeurs de mercure et de sodium 150
140. Théorie cinétique des gaz 151
141. Phénomènes électriques de la tourmaline 152

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Pages
142. *Lueur électrique*..... 153
143. Moulinet électrique. Nuages orageux..... 154
144. Air électrisé..... 155
145. Électricité positive et négative..... 153
146. Décharge par une pointe placée sur un conducteur..... 156
147. *Aigrettes électriques*..... 156
148. *Étincelle électrique*..... 157
149. Analyse spectrale..... 157
150*. *Courants uniformes. Pile*..... 158
151*. Force électromotrice..... 156
152*. Production d'un courant uniforme..... 160
153*. *Action magnétique des courants*..... 160
154*. Le galvanomètre..... 161
155*. *Conducteurs linéaires*..... 161
156*. Loi de Ohm..... 162
157*. Conducteurs linéaires en série..... 163
158*. » » en arc multiple. Loi de Kirchhoff..... 164
159*. Résistance d'un conducteur de section uniforme..... 165

CHAPITRE X.

PASSAGE D'UN COURANT A TRAVERS UN MILIEU HÉTÉROGÈNE.

160. Découverte de Seebeck..... 167
161. Loi de Magnus..... 168
162. Diagramme thermo-électrique. Puissance thermo-électrique..... 171
163. Mesure de la force électromotrice par un diagramme..... 170
164. Découverte de Cumming. Inversion thermo-électrique..... 171
165. *Effets thermiques des courants*..... 171
166. Effet de Peltier..... 172
167. » de Thomson..... 173
168. Analogie avec la circulation d'un liquide dans un tube..... 174
169. Expériences de Le Roux..... 174
170. Expression des effets de Thomson et de Peltier..... 175
171. Chaleur produite aux jonctions..... 175
172. Application de la deuxième loi de la Thermodynamique..... 176
173. Interprétation complète des diagrammes..... 177
174. L'entropie en Thermodynamique..... 177
175. L'entropie électrique..... 178
176. Définition de l'entropie..... 178
177. Équivalence de l'entropie électrique et du pouvoir thermo-électrique..... 179
178. *Diagramme thermo-électrique*..... 179
179. Chaleur spécifique de l'électricité..... 181
180. Différence entre le cuivre et le fer..... 181
181. Interprétation complète du diagramme..... 182

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Pages

182. Méthode de Thomson pour déterminer la force électromotrice en un point du circuit..... 183
183. Détermination du siège de la force électromotrice..... 184
184. Force électromotrice entre un métal et un électrolyte..... 185
185. *Électrolyse.* Dépôt du métal. Dissolution du métal..... 186
186. Chaleur produite ou absorbée à l'anode et au cathode..... 187
187. *Conservation de l'énergie dans l'électrolyse*..... 189
188. Expériences de Joule..... 190
189. Perte de chaleur par le travail externe du courant..... 190
190. *Force électromotrice des appareils électrochimiques*..... 190
191. Effets réversibles et non réversibles..... 191
192. Électrolyse du chlorure d'argent..... 192
193*. *Éléments voltaïques constants.* Pile de Daniell..... 193

CHAPITRE XI.

MÉTHODES POUR MAINTENIR UN COURANT ÉLECTRIQUE.

194. Énumération des méthodes..... 199
195. *Machines électriques à frottement*..... 199
196. Origine du courant. — Les écrans de soie..... 201
197. *Production de l'électricité par un travail mécanique,* machine de Nicholson..... 202
198*. Principe des machines de Thomson et de Varley..... 203
199*. Machines à gouttes d'eau de Thomson..... 206
200*. Machine de Holtz..... 206
201*. Théorie des régénérateurs appliqués aux machines électriques.. 207
202*. *Balance de Coulomb,* son emploi pour la mesure des charges.. 210
203*. *Électromètres pour la mesure des potentiels.* Snow-Harris et Thomson..... 213
204*. Principe de l'anneau de garde. Électromètre absolu de Thomson. 214
205*. Méthode hétérostatique..... 218
206*. *Mesure du potentiel électrique* d'un petit corps..... 220
207*. Mesure du potentiel en un point dans l'air..... 221
208*. Mesure du potentiel d'un corps sans le toucher..... 222

CHAPITRE XII.

MESURE DES RÉSISTANCES ÉLECTRIQUES.

209*. Étalons de résistance..... 225
210*. Types proposés..... 226
211*. Système d'unités électromagnétiques..... 226
212*. Unités de Weber et de l'Association britannique. Ohm..... 226

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

Pages
213*. Valeur théorique de l'ohm 227
214*. Reproduction des étalons 227
215*. *Forme des bobines de résistance* 229
216*. Bobines de grande résistance 230
217*. Disposition des bobines en séries 230
218*. Disposition en arc multiple 231
219*. *Comparaison des résistances.* Méthode de Ohm 232
220*. » » par un galvanomètre différentiel. 233
221*. » » par le pont de Wheatstone 238
222*. Limite des erreurs dans les mesures 240
223*. Meilleure disposition des conducteurs à comparer 241
224*. Emploi du pont de Wheatstone 243
225*. Méthode de Thomson pour mesurer la résistance d'un galvanomètre 246
226*. Méthode de Mance pour déterminer la résistance d'une pile 247
227*. Comparaison des forces électromotrices 249

CHAPITRE XIII.

RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE DES CORPS.

228*. Métaux, électrolytes et diélectriques 253
229*. *Résistance des métaux* 254
230*. Table des résistances des métaux 256
231*. *Résistance des électrolytes* 256
232*. Expériences de Paalzow 257
233*. Expériences de Kohlraush et de Nippoldt 258
234*. *Résistance des diélectriques* 257
235*. Gutta-percha 261
236*. Verre 262
237*. Gaz 263
238*. Expériences de Wiedemann et Rühlmann 263
Note sur le pont de Wheatstone 264

FIN DE LA TABLE DES MATIÈRES.

9193 Paris. — Imprimerie de GAUTHIER-VILLARS, quai des Augustins, 55.

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1